

УДК 523.942

М. І. Стоділка

Астрономічна обсерваторія Львівського національного університету імені Івана Франка
79005 Львів, вул. Кирила і Мефодія 8

**Вплив дрібномасштабних магнітних полів на профілі
магніточутливих ліній Fe I 525.02 та 1564.85 нм
у спокійній фотосфері Сонця**

Отримано аналітичну оцінку інтегрального впливу дрібномасштабних магнітних полів на коефіцієнт поглинання в лінії. Досліджено утворення магніточутливих ліній Fe I в умовах незбуреної фотосфери Сонця при наявності дрібномасштабних магнітних полів. Показано, що ці поля можуть розширювати крила магніточутливих ліній.

ВЛИЯНИЕ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА ПРОФИЛИ МАГНИТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ЛИНИЙ Fe I 525.02 И 1564.85 НМ В СПОКОЙНОЙ ФОТОСФЕРЕ СОЛНЦА, Стоділка М. І. — Получена аналітическая оценка интегрального влияния мелкомасштабных магнитных полей на коэффициент поглощения в линии. Проведено исследование образования магниточувствительных линий Fe I в условиях невозмущенной фотосферы Солнца при наличии мелкомасштабных магнитных полей. Показано, что эти поля могут уширять крылья магниточувствительных линий.

THE INFLUENCE OF SMALL-SCALE MAGNETIC FIELDS ON PROFILES OF MAGNETICALLY SENSITIVE LINES Fe I 525.02 nm AND 1564.85 nm IN THE QUIET SOLAR PHOTOSPHERE, by Stodilka M. I. — An analytical estimate for integral influence of small-scale magnetic fields on the line absorption coefficient is derived. The formation of the magnetically sensitive Fe I lines in the conditions of the quiet solar photosphere in the presence of small-scale magnetic fields is studied. It is shown that these fields are liable to spread wings of magnetically sensitive lines.

ВСТУП

Магнітні поля, визначені на поверхні Сонця, охоплюють широкий діапазон просторових та часових масштабів. На великих масштабах вони представлені полями, які пов'язані із сонячним циклом, полями сонячних плям та активних областей. Вважають, що ці поля генеруються динамо (джерело генерації та підсилення магнітних полів), яке розміщене в глибоких шарах, де конвекція сильно взаємодіє з обертанням Сонця. При моделюванні область сонячного динамо поміщають в шар проникної конвекції під конвективною зоною, а сильний радіальний зсув у цій області приводить в дію динамо. В той же час є багато аргументів проти такого розташування динамо [31]. А на малих масштабах спостерігаються дрібномасштабні магнітні поля (ДМП) спокійного Сонця. Як відомо, для роботи динамо-механізму потрібні рухи плазми з низькою симетрією. Такі рухи досить часто зустрічаються в реальних умовах. Об'єднання дрібномасштабних елементів формують так звану сіткову структуру — тут магнітне поле переважно вертикально напрямлене, тоді як в міжсіткових областях переважає горизонтальна топологія магнітних полів. Дрібномасштабні магнітні поля дуже цікаві, оскільки можуть підігрівати верхні шари атмосфери. Ці магнітні поля мають турбулентну природу (силові лінії сильно заплутані, внаслідок чого вони ізотропно розподілені за напрямками та не корелюють між собою), їхня полярність змішана на малих просторових масштабах, самі значення полів змінюються у широких межах (0.1—100 мТл) та постійно змінюються [58]. Внаслідок цього вони дають слабкий сигнал поляризації (параметри Стокса Q , U , V), і їх важко спостерігати.

При моделюванні ДМП використовують два підходи: локальне турбулентне динамо — турбулентна конвекція породжує та підсилює магнітне поле [8, 9, 18, 39, 58], та МГД-наближення — зовнішнє магнітне поле, яке спливає знизу, взаємодіє з зоною конвекції [30, 31, 46]. В обох підходах магнітне поле у міжгранулах є більшим за поле у гранулах. правда, у випадку локального динамо поле має дрібнішу структуру та менші масштаби.

У сонячній фотосфері турбулентна конвекція діє як дрібномасштабне динамо. Числове моделювання показує, що турбулентна конвекція може бути ефективним джерелом дрібномасштабних сильно фрагментованих магнітних полів, які складають переважну частину магнітного поля спокійної фотосфери [8]; а зі збільшенням магнітного числа Рейнольдса магнітне поле починає експоненціально збільшуватися, досягаючи насичення [9, 58], з висотою магнітне поле різко зменшується через зменшення ефективності дії динамо у конвективно стійких шарах. Навіть при числах Рейнольдса, на два порядки менших за реальні сонячні, магнітне поле є досить великим, особливо у міжгранулах.

При наявності великомасштабного магнітного поля конвекція подавлюється, а при зростанні зовнішнього магнітного потоку відбувається плавний перехід від режиму локального динамо через режим магнітоконвекції в коливальний режим, спричинений захопленнями альвенівськими хвилями [9].

Результати дослідження дрібномасштабних магнітних полів різними підходами все ще повністю не узгоджуються. Але загальноприйнято, що ці дрібномасштабні змішаної полярності магнітні поля наявні на всій поверхні спокійного Сонця і дають значний вклад у сумарну магнітну енергію і беззнаковий потік у фотосфері Сонця поза активними областями [53]. Походження цих полів все ще точно не встановлено, але, можливо, потрібно враховувати вклади різних джерел: турбулентне динамо, дроблення магнітних полів залишків активних областей, вихід дрібномасштабних полів із глибоких шарів [58].

У моделях, де магнітне поле, що взаємодіє з конвекцією, надходить ззовні (магнітоконвекція) [30, 31, 46], на нижній межі задають потік з горизонтальним чи вертикальним магнітним полем. Цей потік впливає і накладається на гідродинамічну конвекцію. Різні результати отримуються при накладанні уніполярного вертикального поля чи вертикального поля змішаної полярності. У випадку уніполярного поля величина магнітного потоку залишається сталою, а магнітне поле зтягується конвективними рухами у міжгранульні області, які перебувають над границями мезогранул. За умови змішаної полярності поля зіштовхуються і перезамикаються, внаслідок чого магнітний потік розпадається. Моделювання виходу горизонтального потоку показує, що магнітне поле витягується вгору висхідними потоками, які розходяться у верхніх шарах і зтягують магнітне поле у нисхідні потоки, формуючи набір дугоподібних структур. Далі поле вимітається до границь малих супергранул, утворюючи таким чином магнітну сіткову структуру [49]. Магнітні дуги утворюються під поверхнею Сонця і часто піднімаються вгору та проходять через сонячну поверхню. Коли така структура проходить через верхню границю, вона залишає позаду себе структурне утворення у вигляді магнітної трубки (за результатами спостережень на HINODE [21] виявлено проходження біполярної трубки через гранулу).

Однак структура у вигляді магнітної трубки є тільки на поверхні Сонця, а під сонячною поверхнею силові лінії магнітного поля розходяться у різних напрямках [48]. Магнітні трубки використовують для представлення дискретних згустків магнітного потоку у сонячній фотосфері. Часто вживана модель трубки — це пучок силових ліній магнітного поля з розривом на поверхні трубки; поперечний переріз трубки у формі круга чи листа [38]. Часто вважають, що поздовжня складова магнітного поля не змінюється на поперечному перерізі трубки, тоді як радіальна залежить від її радіуса лінійно. Такі моделі магнітного потоку у вигляді тонкої трубки можна застосовувати, якщо діаметр трубки значно менший за масштаби варіацій фізичних умов

навколишнього середовища [38]. Хоч багато важливих результатів з динаміки та виникнення магнітних полів активних областей було отримано з використанням концепції магнітних трубок, на даний час виникає потреба у використанні 3D-моделей магнітних структур у реальному (конвективному та турбулентному) оточенні. Крім того, стандартні моделі тонких трубок побудовано на неправильних припущеннях: силові лінії магнітних трубок замкнуті самі на себе, магнітні структури зчеплені з власним магнітним полем [31]. Насправді дискретні трубкоподібні структури зв'язані з магнітним полем на обмеженій відстані, а далі лінії магнітного поля покидають трубку і замикаються на області з із слабким магнітним полем, що породжує витік магнітного потоку. Крім того, класичні тонкі трубки взаємодіють з навколишнім середовищем виключно за рахунок дії сили лобового опору, тоді як взаємодія реальних трубок з середовищем відбувається значно ефективніше [31]. Самоузгоджені моделі сонячної магнето-конвекції, що включають радіативний та конвективний перенос енергії, виявляють складнішу структуру згустків магнітного потоку — тут магнітне поле неоднорідне, закручене, а сам згусток — структуроване утворення, яке до того ж підлягає механічній дії (трубки деформуються) та енергетичному впливу зі сторони динамічного середовища (конвекція, хвильові рухи тощо) [47, 57, 59]. Результати моделювання сонячної конвекції вказують на те, що магнітні елементи дуже тонкі і розташовуються у вигляді гофрованих структур вздовж міжгранульних областей. А обмежена роздільна здатність телескопа та дрижання земної атмосфери призводять до замивання магнітних структур, внаслідок чого магнітні елементи часто спостерігаються у вигляді трубок з круговим поперечним перерізом [30].

Дані космічних спостережень дозволили отримати нові відомості про структуру ДМП у спокійній атмосфері Сонця. Спостереження на інструментах SOLIS і GONG дозволили отримати більше інформації про швидкозмінні горизонтальні магнітні поля поверхні Сонця [19]. Спектроскопічні спостереження з високим розділенням (SOT-спектрополіариметр на HINODE) підтвердили наявність цих полів та дали можливість провести їхнє ґрунтовне дослідження. Дані HINODE виявляють концентрації магнітного потоку у міжсіткових областях сонячної фотосфери та переконливо показують, що: 1) співвідношення між горизонтальними та вертикальними магнітними полями змінюється з висотою, причому у верхніх шарах фотосфери усереднена горизонтальна складова магнітного поля перевищує вертикальну складову, 2) горизонтальні магнітні поля у факелах та спокійній фотосфері мають подібні властивості. Подібними є функції розподілу для магнітного поля, розмірів і часу життя магнітних структур, частота появи полів, їхня локалізація, співвідношення між вертикальною та горизонтальною складовими магнітного поля, азимутальна орієнтація поля (зрозуміло, що є суттєва різниця величини вертикальних потоків); густина магнітної енергії дрібномасштабних полів у спокійній соняч-

ній фотосфері складає приблизно 20 % від кінетичної енергії конвективних рухів; ДМП не підлягають впливу зі сторони сонячного циклу [11, 20, 28, 32, 33, 53]. Ці факти вказують на спільний механізм генерації дрібномасштабних горизонтальних магнітних полів по всьому Сонцю — локальне турбулентне динамо, зумовлене турбулентною конвекцією. Недавно отримані результати моделювання магнітних полів у спокійній фотосфері [39] показують, що магнітні поля, згенеровані турбулентним динамо, в шарах спокійної фотосфери нахилені переважно горизонтально, що якісно узгоджується зі спостереженнями на HINODE. Зазначимо, що у МГД-моделях також виникають горизонтальні поля, однак у моделях з локальним турбулентним динамо вони більші.

Магнітні поля впливають на стан поляризації сонячного випромінювання (ефекти Зеємана та Ханле), а тому, вимірюючи спектри звичайного та поляризованого випромінювання (другий сонячний спектр), можна вивчати магнітні поля в атмосфері Сонця. Перевагою ефекту Зеємана є його проста теорія, що і зумовило появу багатьох наближених методів, які дозволяють отримати інформацію про магнітне поле при ряді спрощень. Саме такі спрощені підходи часто дають неузгоджені дані про магнітне поле. Методи, що базуються на ефекті Зеємана, мають ряд недоліків: а) — при спостереженнях навіть з високим просторовим розділенням відбувається взаємопогашення магнітних елементів, внаслідок чого V -сигнал поляризації суттєво зменшується, б) — для магніточутливих ліній з великим значенням D сигнал поляризації зменшується, тобто для більшості фотосферних ліній можна надійно вимірювати лише поля, сильніші за 20—30 мТл [12, 14, 19, 22—26, 35, 44].

Турбулентні магнітні поля впливають на параметри Стокса у другому сонячному спектрі. До турбулентних магнітних полів чутливий ефект Ханле — при розсіянні світла на краю диска Сонця похиле магнітне поле зменшує величину та повертає напрям лінійної поляризації, яка описується Q -параметром Стокса. Ефект Ханле дозволяє реєструвати поля від 0.1 мкТл до 30 мТл. Ефект Ханле чутливий до слабких магнітних полів субтелескопічних масштабів незалежно від ширини спектральної лінії. Водночас має місце насичення чутливості спектральної лінії до магнітного поля. До того ж теорія ефекту Ханле досить складна — вона розглядається виключно з квантово-механічних позицій. Ефект Ханле ефективно працює в областях зі слабкими полями, в гарячій хромосферній чи корональній плазмі, де ефект Зеємана не може забезпечити належної точності [16, 25, 41, 51, 52, 53, 54]. Ці приховані для ефекту Зеємана слабкі і нахилені турбулентні поля несуть більше магнітної енергії, ніж вважалося раніше [53]. Звернемо увагу на деякі протиріччя, що виникають при вимірюваннях магнітних полів спокійної фотосфери. Поляриметричні сигнали є дуже слабкими, до того ж зашумленими. Через погашення кругової поляризації (Стокс-параметр V) нерозділеними структурами протилежної

полярності неможливо виявити значну частину магнітного потоку. Порівняння результатів МГД-моделювання зі спостережними даними дозволяє оцінити ефекти, викликані шумом, та ефекти, зумовлені погашенням V -сигналу. Такий підхід дозволив визначити середнє значення магнітного поля спокійної фотосфери, близьке до 2 мТл [25]. Але фактор заповнення полями, які можна поміряти ефектом Зеємана, становить декілька процентів, а решта площі заповнена турбулентними полями. Моделювання ефекту Ханле в лінії Sr I 460.7 нм в рамках гідродинамічних 3D-моделей і порівняння результатів моделювання зі спостереженнями параметра Стокса Q в цій лінії дають середнє магнітне поле спокійного Сонця 13 мТл [54]. На сьогодні така розбіжність оцінок середнього магнітного потоку не була розумно пояснена. Крім цього, немає узгодження між функціями розподілу магнітного поля в міжсітковій області, отриманими за допомогою різних спектральних ліній. Ця неузгодженість пов'язана як з наявністю шумів спостережень, так і з різною чутливістю до магнітного поля різних спектральних ліній. Зокрема, в роботі [43] показано, що при наявності слабкої і сильної складових магнітного поля ІЧ-лінії виявляють слабку складову, тоді як лінії видимої області — сильну. Аргументоване пояснення цьому дано в циклі робіт Хоменко [22—26]. Від розподілу магнітного поля сильно залежить лінійна поляризація, зумовлена турбулентним магнітним полем (ефект Ханле) [5].

Дрібномасштабні магнітні поля в фотосфері Сонця змінні як у просторі, так і в часі. А тому за умов спостережень з низькою чи недостатньою просторовою роздільною здатністю будемо надалі розглядати їх як флуктуаційні. При проходженні світлового променя через таку спокійну неоднорідну сонячну фотосферу флуктуаційна складова фотосферного магнітного поля буде впливати аналогічно мікротурбулентності на утворення магніточутливих спектральних ліній. Надалі будемо розглядати вплив магнітного поля на стан випромінювання виключно через ефект Зеємана. Як відомо, магнітне поле зумовлює розщеплення енергетичних рівнів атома (ефект Зеємана), а це спричиняє відповідне розщеплення та поляризацію спектральних ліній. Значимо також, що при розсіянні світла (навіть за відсутності магнітного поля) виникає лінійна поляризація. При спостереженнях з обмеженою просторовою роздільною здатністю відбувається «погашення» слабких полів змішаної полярності. За рахунок цього зменшується сигнал зеєманівської поляризації, однак це не стосується I -сигналу, бо розщеплення рівнів визначається виключно величиною магнітного поля.

Є три підходи до опису впливу турбулентних магнітних полів на утворення магніточутливих ліній:

а) наближення мікротурбулентності — масштаб кореляції магнітного поля значно менший за середню довжину вільного пробігу фотона; в такому випадку досить усереднити по розподілу магнітного поля відповідні елементи матриці поглинання в лінії [17];

б) наближення макротурбулентності — масштаб варіацій магнітного поля значно перевищує середню довжину вільного пробігу фотона; за таких умов проводять усереднення самих розв'язків рівняння переносу. Макротурбулентність, зумовлена флуктуаціями магнітного поля на великих масштабах, не впливає на еквівалентні ширини ліній [17];

в) моделювання профілів Стокса в МГД-моделях.

Прості моделі магнітної мікротурбулентності і її вплив на профілі фраунгоферових ліній було розглянуто в роботах Унно [55] та Стенфло і Ліндегрена [50]. Домке та Павлов [15] вивчили утворення магніточутливих ліній за наявності магнітних мікротурбулентних полів у моделях атмосфер Мілна — Еддінгтона в наближенні ЛТР; розглядалися різні моделі мікротурбулентності. В роботі Фріша та ін. [17] записано вирази для елементів матриці поглинання в лінії (зеєманівський триплет) для різних моделей магнітних турбулентних полів та досліджено вплив магнітної турбулентності на профілі коефіцієнтів поглинання. Отримані вирази для профілів коефіцієнта поглинання громіздкі і вимагають числового обчислення багатократних інтегралів. В роботах [1, 27] розглянуто вплив слабого турбулентного поля на коефіцієнти поглинання для профілів Стокса — вплив зводиться до зростання доплерівської півширини лінії.

Мета нашої роботи — в рамках 1D-моделей дослідити вплив дрібномасштабного магнітного поля на утворення магніточутливих ліній в атмосфері Сонця. Результати дослідження можна використовувати при діагностиці магнітних полів Сонця, сонячних спалахів та зір з низьким чи недостатнім просторовим розділенням тощо. При дослідженні нерівноважного утворення магніточутливих ліній у спокійній атмосфері Сонця будемо використовувати отримані нами із застосуванням різних функцій розподілу вирази для коефіцієнта поглинання, які враховують інтегральний внесок дрібномасштабного магнітного поля в зеєманівське розщеплення рівнів лінії поглинання.

РОЗРАХУНОК КОЕФІЦІЄНТА ПОГЛИНАННЯ — ВИПАДОК ФЛУКТУАЦІЙНОГО МАГНІТНОГО ПОЛЯ

Досліджуване магнітне поле здебільшого є сумою великомасштабної складової, що змінюється повільно (глобальне магнітне поле зорі, магнітне поле плями тощо), та флуктуаційної складової — дрібномасштабної, що змінюється швидко (таку складову будемо вводити при спостереженнях з низьким чи недостатнім просторовим розділенням).

Наявність флуктуаційної складової магнітного поля вимагає вибору відповідної функції розподілу. Оскільки ефект Ханле слабо чутливий до полів, що перевищують 20 мТл, а зеєманівська поляризація відображає лише незначну долю наявних магнітних полів, то часто функцію розподілу магнітних полів зображають у вигляді лінійної

комбінації функцій розподілу, отриманих на основі ефектів Ханле та Зеємана [13, 14]. Для опису дрібномасштабних магнітних полів у міжгранулах можна використати максвеллівський розподіл, тоді як у гранулах функція розподілу близька до експоненціального закону [53]. У моделях тільки з локальним динамо функції розподілу магнітних полів мають експоненціальний вигляд, а при наявності постійного зовнішнього потоку розподіл зміщується, і по мірі зростання початкового магнітного поля стає логарифмічно-нормальним [9], який дає значно більший вклад кілогаусових полів порівняно з нормальним законом. Функції розподілу для значень магнітного поля дрібномасштабних магнітних елементів досліджено в роботах [20, 22, 39, 53].

Як бачимо, навіть сама форма функції розподілу є досі дискусійною. А тому спочатку розглянемо нормальний розподіл з нульовим середнім значенням. Як і у роботі [1], для характеристики ізотропної флуктуаційної складової магнітного поля введемо її усереднену шкалу \bar{h} , яка характеризує змінність магнітного поля. Тоді функція розподілу матиме вигляд

$$W(\mathbf{H}) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2} \bar{h}^3} e^{-(H_1^2 + H_2^2 + H_3^2)/(2\bar{h}^2)},$$

де \bar{h} — масштаб поля, а H_1, H_2, H_3 — проекції на координатні осі. У першому наближенні можна ввести асиметрію та ексцес функції розподілу, наприклад представивши її у вигляді ряду Грама — Шарльє. Переходячи до сферичної системи координат, отримуємо максвеллівський розподіл магнітного поля

$$W(H) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{\bar{h}^3} H^2 e^{-H^2/(2\bar{h}^2)}.$$

На рис. 1 показано розподіл Максвелла для трьох значень параметра: 20, 50, 100 мТл. Нагадаємо, що масштаб поля пов'язаний з найбільш ймовірним значенням H_m , середнім значенням $\langle |H| \rangle$ та середнім квадратичним значенням $\langle |H^2| \rangle$ магнітного поля такими співвідношеннями: $H_m = \sqrt{2} \bar{h}$, $\langle |H| \rangle = \sqrt{8} \bar{h}$, $\sqrt{\langle |H^2| \rangle} = \sqrt{3} \bar{h}$.

За рахунок зеєманівського розщеплення центральна частота лінії зміщується: $\nu_0 \pm \nu_B gH$, де $\nu_B = e/(2mc)$ — магнетон Бора, g —

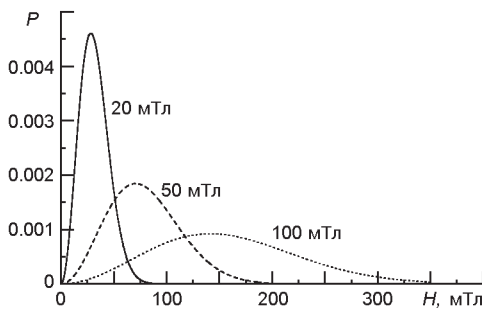


Рис. 1. Розподіл Максвелла для різних значень параметра: 20, 50, 100 мТл (числа біля кривих)

фактор Ланде для переходу $A \rightarrow A'$. Запишемо коефіцієнт поглинання в лінії залежно від частоти ω при відсутності магнітного поля:

$$(\omega) = \frac{2^2 e^2}{mc} f \frac{V(\omega, \omega_0)}{D \sqrt{\omega - \omega_0}},$$

де

$$V(\omega, \omega_0) = \frac{1}{\sqrt{\omega - \omega_0}} \operatorname{Re} \int_0^{\omega - \omega_0} dt e^{i t^2/4 - t i t}$$

— функція Фойгта, $\omega_0 = \omega_0 / (2 D)$, $D = \omega_0 / c$, γ — постійна загасання, $\gamma = \frac{\gamma_0}{D}$.

При наявності магнітного поля використаємо його функцію розподілу для розрахунку коефіцієнта поглинання [1]:

$$(\omega) = \frac{2^2 e^2}{mc} d\mathbf{HW}(\mathbf{H}) \frac{V(\omega, \omega_0)}{D \sqrt{\omega - \omega_0}},$$

де $\mathbf{H} = g\mathbf{H} / (D)$.

Розрахунок зводиться до обчислення інтегралу:

$$\begin{aligned} d\mathbf{HW}(\mathbf{H}) \frac{V(\omega, \omega_0)}{D \sqrt{\omega - \omega_0}} &= \\ &= \frac{1}{D} \operatorname{Re} \int_0^{\omega - \omega_0} dt e^{i t^2/4 - t i t} \frac{4}{(2)^{3/2}} \int_0^{\omega - \omega_0} d\tau e^{-\tau^2/2} e^{i b g \bar{h} \tau / (D)} = \\ &= \frac{1}{D} \operatorname{Re} \int_0^{\omega - \omega_0} dt e^{i t^2/4 - t i t} \sqrt{\frac{2}{\omega - \omega_0}} \int_0^{\omega - \omega_0} d\tau e^{-\tau^2/2 + i b \tau}. \end{aligned}$$

Тут $b = g\bar{h} / (D)$, $\bar{h} = H / \hbar$.

Після перетворень інтеграл набуває вигляду

$$\frac{1}{D} \operatorname{Re} \int_0^{\omega - \omega_0} dt e^{i t^2/4 - b^2 t^2/2 - t i t} \sqrt{\frac{2}{\omega - \omega_0}} \int_0^{\omega - \omega_0} d\tau e^{-(i b \tau)^2/2}.$$

Врахуємо те, що результуючий коефіцієнт поглинання визначається сумарним вкладом всіх зєманівських складових, які у магнітному полі розщеплюються симетрично. Тоді записаний вираз набуває вигляду

$$\frac{1}{D} \operatorname{Re} \int_0^{\omega - \omega_0} dt e^{i t^2/4 - b^2 t^2/2 - t i t} (1 - b^2 t^2).$$

Тут

$$b = g_{\text{ef}} \bar{h} / (D),$$

де g_{ef} — ефективний фактор Ланде.

Зробимо заміну змінних $t^2/4 + b^2 t^2/2 = t^2/4$, тобто $t = \sqrt{1 - 2b^2} \sqrt{1 - 2b^2}$, що приводить до відповідної заміни $D = \sqrt{1 - 2b^2} D$.

Отже, інтеграл матиме вигляд

$$\begin{aligned} & \frac{1}{D} \operatorname{Re} \int_0^d \frac{d}{\sqrt{1 - 2b^2}} \exp \left[-\frac{t^2}{4} \sqrt{1 - 2b^2} \right] \frac{i}{\sqrt{1 - 2b^2}} \sqrt{1 - \frac{b^2}{1 - 2b^2}} dt = \\ & = \frac{1}{D \sqrt{1 - 2b^2}} V_m(b, d, \dots), \end{aligned}$$

де V_m — видозмінена магнітним полем функція Фойгта:

$$V_m(b, d, \dots) = \frac{1}{\sqrt{1 - 2b^2}} \operatorname{Re} \int_0^d e^{-t^2/4} \sqrt{1 - 2b^2} dt,$$

де

$$\begin{aligned} D &= \sqrt{1 - 2b^2}, \quad b = \frac{b}{\sqrt{1 - 2b^2}}, \\ & \sqrt{1 - 2b^2}, \quad \sqrt{1 - 2b^2}. \end{aligned}$$

В кінцевому випадку ми отримуємо для коефіцієнта поглинання видозмінену функцію Фойгта, тільки замість D буде $D \sqrt{1 - 2b^2} = \sqrt{1 - 2 \frac{g_{\text{еф}}^2 \bar{h}^2}{D^2}}$. Якщо \bar{h} розписати через кожен складову магнітного поля, отримаємо

$$D = \sqrt{1 - 2 \frac{g_{\text{еф}}^2}{D^2} (\bar{h}_1^2 + \bar{h}_2^2 + \bar{h}_3^2)}.$$

Цей випадок просто переписується для D :

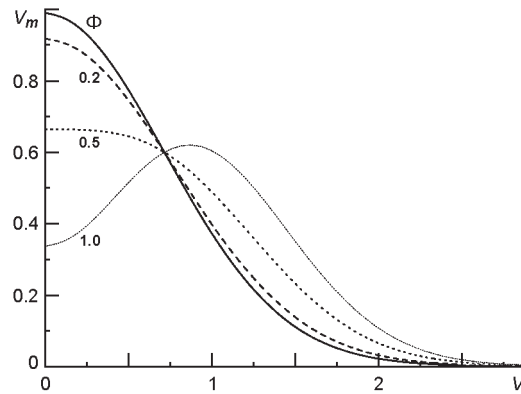
$$D = \sqrt{1 - 2 \frac{g_{\text{еф}}^2 \bar{h}^2}{c^2 D^2}}.$$

Отже, при малих b профіль коефіцієнта поглинання близький до фойгтівського, а при великих b зміна самого профілю досягає насичення.

На рис. 2 показано, як параметр b впливає на форму профіля коефіцієнта поглинання: слабке дрібномасштабне магнітне поле (малі значення b) розширює профіль коефіцієнта поглинання та зменшує його максимальне значення, а при сильних полях ($b > 0.5$) появляється двогорбість профілю; для порівняння суцільною лінією проведено фойгтівський профіль. Крім того, змінне магнітне поле збільшує D , що у свою чергу додатково розширює профіль коефіцієнта поглинання.

Однак сучасні дослідження магнітних полів у спокійній атмосфері дають розподіл, близький до логарифмічно-нормального чи ек-

Рис. 2. Залежність профілю коефіцієнта поглинання для випадку нормального розподілу від значення параметра дрібномасштабного магнітного поля b (числа біля кривих). Літерою Φ позначено фойгтівський профіль



споненціального (за винятком малих значень магнітних полів) [20, 53]. Ми обмежимося простішим експоненціальним розподілом

$$W(H) = \frac{1}{H_0} \exp(-H/H_0),$$

де H_0 — середнє значення.

Зробивши аналогічні перетворення, отримуємо вираз для шуканого інтегралу:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\sqrt{D}} \frac{1}{\sqrt{D}} \operatorname{Re} \int_0^\infty dt \exp\left(-\frac{t^2}{4} - i t \frac{1}{b^2 t^2}\right) dt = \\ & = \frac{1}{\sqrt{D}} V_m(b, \dots), \end{aligned}$$

де $b = \sqrt{D} g H_0 / D$. Як бачимо, модифікована функція Фойгта залежить від добутку чутливості лінії до магнітного поля на середнє значення хаотичного магнітного поля за величиною.

На рис. 3 показані залежності модифікованої функції Фойгта від параметра b для випадку експоненціального розподілу.

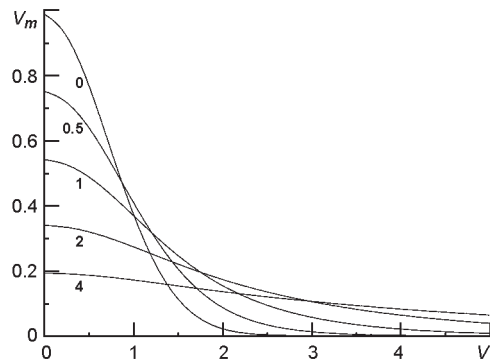


Рис. 3. Залежність модифікованої функції Фойгта V_m від параметра b (числа біля кривих) для випадку експоненціального розподілу

При $H_0 = 0$ чи $b = 0$ модифікована функція Фойгта переходить у звичайну функцію Фойгта. Двогорбості функції профілю ми не бачимо (вона визначається видом функції розподілу). А дія турбулентного магнітного поля зводиться до розтягування функції профілю вздовж осі абсцис (площа під кривою зберігається).

СПОСТЕРЕЖНІ ДАНІ

Як спостережний матеріал ми використали профілі ліній нейтрального заліза в незбуреній атмосфері Сонця в центрі сонячного диску, що приведені в атласі Дейбулля за 1981 рік [10], дані спостережень Соланкі та ін. [45], FTS-спектр Сонця в центрі диску [29], останні отримано з допомогою фур'є-спектрометра, для якого інструментальний профіль приладу близький до ідеального. Сонячні лінії поглинання Fe I 525.02 нм та 1564.85 нм часто використовуються для дослідження магнітних полів на Сонці.

МЕТОДИКА РОЗРАХУНКУ

При розрахунках атомні параметри брались з роботи [26], сили осциляторів ліній 525.02 нм та 1564.85 нм приймалися рівними $lg(gf) = -4.96$ та -0.652 відповідно, вміст заліза дорівнює $A_{Fe} = 7.50$ [40]. Розрахунок ударного розширення нейтральними атомами водню зроблено згідно з роботою [4], поправочний множник E становить 1.92 та 3 відповідно (оскільки теорія [4] неспроможна повністю описати розширення ліній, ми брали також дещо завищені значення E). При розрахунках профілів ми використовували макротурбулентну швидкість, яка згідно з результатами Р. І. Костика [2] змінюється з висотою. Розрахунки профілів проведено в рамках моделі спокійної фотосфери Сонця VAL80C [56]. Інтегрування рівнянь переносу випромінювання проведено методом прискореної ітерації [3, 7, 37].

Вплив магнітного поля на утворення лінії будемо враховувати шляхом зміни профілю коефіцієнта поглинання. Для I -параметра Стокса

$$I = \frac{1}{2} I_p \sin^2 \alpha = \frac{1}{4} (I_r - I_b) (1 - \cos^2 \alpha),$$

де індекси p, r, b стосуються π - та σ -складових випромінювання, α — кут нахилу вектора турбулентного магнітного поля відносно напрямку поширення світла. Усереднення за турбулентним магнітним полем дає величину

$$I = \frac{1}{3} I_p = \frac{1}{3} (I_r - I_b).$$

Тут $\bar{\quad}$ — усереднений профіль коефіцієнта поглинання відповідної складової.

Для V -параметра Стокса усереднений профіль коефіцієнта поглинання при відсутності постійної складової поля пропадає.

ОТРИМАНІ РЕЗУЛЬТАТИ

Відомо, що в 1D-моделях спокійної атмосфери Сонця можна отримати непогане узгодження ряду теоретичних профілів різних хімічних елементів зі спостереженнями. Водночас для деяких ліній виникають певні неузгодження крил навіть при спостереженнях з високим просторовим розділенням [21]. Це саме стосується і відомих магніточутливих фотосферних ліній нейтрального заліза 525.02 та

1564.85 нм: крила цих ліній важко узгодити зі спостережними даними в рамках одновимірних моделей. В 3DGД- та 3DMГД-моделях отримано прекрасне узгодження теоретичних та спостережуваних профілів [6, 23, 24, 40, 42], бо у ГД-моделях враховано поле конвективних швидкостей, а у МГД-моделях — поле швидкостей та ДМП (при цьому відпадає потреба вводити такі емпіричні параметри, як мікро- та макротурбулентність). Оскільки теорія ударного розширення нейтральними атомами водню [4] не повністю відтворює реальне розширення спектральних ліній, ми спробували узгодити в 1D-наближенні теоретичні та спостережувані профілі як шляхом завищення постійної загасання, так і внесенням флуктуаційного магнітного поля.

Спостережувані профілі магніточутливих ліній нейтрального заліза, а особливо 525.02 нм, привертають увагу аномально великим розширенням їхніх крил. Так, для того щоб підігнати крила теоретичних ліній 525.02, 524.7 нм, що утворюються в рамках 1D-моделі спокійної атмосфери Сонця (модель VAL 80 C), до спостережуваних значень, постійну ван-дер-ваальсівського загасання потрібно збільшити майже на порядок.

На рис. 4 представлено спостережуваний (ліве і праве крило лінії отримано на фур'є-спектрометрі) та теоретичні (ЛТР, неЛТР) профілі магніточутливої лінії 525.02 нм, що утворюються у спокійній атмосфері Сонця. Як бачимо, теоретичні профілі недостатньо розширені у крилах лінії. Сильно відрізняються між собою ядра, а особливо центральні залишкові інтенсивності неЛТР- та ЛТР-профілів. Причому зі спостереженнями узгоджується тільки неЛТР-профіль. Лінія

525.02 нм чутлива до неЛТР-ефектів: УФ-випромінювання, що йде з нижніх шарів атмосфери додатково іонізує нижні енергетичні рівні нейтрального заліза (ультрафіолетова надіонізація); при цьому коефіцієнти відхилення від ЛТР-населеностей нижнього та верхнього рівнів практично однакові (функція джерела — планківська), а область утворення лінії зміщується в нижні шари, що якісно узгод-

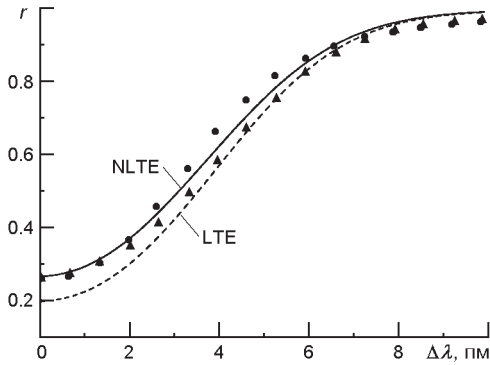


Рис. 4. Спостережуваний FTS-профіль [29] (точки — червоне крило, трикутники — голубе) та теоретичні профілі лінії Fe I 525.02 нм

жується з результатами, отриманими в роботі [40]. Так, при рівноважному утворенні глибини утворення лінії складають 7—426 км, тоді як при нерівноважному утворенні 7—335 км (глибини утворення визначали за функціями вкладу в емісію). Тобто, область утворення ядра лінії зміщується у бік нижніх шарів майже на сотню кілометрів, що не можна не враховувати при інтерпретації результатів спостережень фотосфери Сонця в цій лінії.

Оскільки у спокійній фотосфері функція розподілу магнітних полів близька до експоненціальної [9, 53], та враховуючи результати дослідження функції розподілу для магнітних полів за даними HINODE [20], подальше дослідження ми провели виключно для експоненціального розподілу.

Крила теоретичного (нелТР) та спостережного профілів лінії 525.02 нм ми спробували узгодити шляхом підбору у спокійній фотосфері Сонця висотної стратифікації беззнакового середнього значення дрібномасштабного магнітного поля, яке має експоненціальну функцію розподілу, та шляхом збільшення постійної загасання. В одновимірній моделі сонячної атмосфери можна узгодити тільки синю частину профіля, що вказує на наявність поля швидкостей, яке зумовлює асиметрію профіля лінії. Це поле можна коректно врахувати тільки у 2D- чи 3D-моделях. Спостережувані синє та червоне крила лінії ($\Delta\lambda > 7$ нм) практично збігаються. Задаючи висотну стратифікацію магнітного поля, яку легко отримати шляхом підбору, можна задовільно узгодити теоретичний (з урахуванням магнітного поля) і спостережуваний (синя частина) профілі. В нашому випадку беззнакове середнє значення флуктуаційного магнітного поля лінійно зростає у бік глибоких шарів від 10 мТл на висоті $h = 150$ км (вище — 5 мТл) до 60 мТл на висоті $h = 0$ км (нижче — 60 мТл, значення поля на цих висотах завищене, бо спостереження дають менші значення [53]). Відповідні профілі показані на рис. 5. Профіль 1 отримано при відсутності магнітного поля. Профіль 2 отримано із врахуванням магнітного поля. Для профілів 1 та 2 постійна загасання становить $1.92 \cdot 10^{-6}$. Профіль 3 із завищеним у п'ять разів значенням постійної загасання (магнітне поле відсутнє) займає проміжне положення між спос-

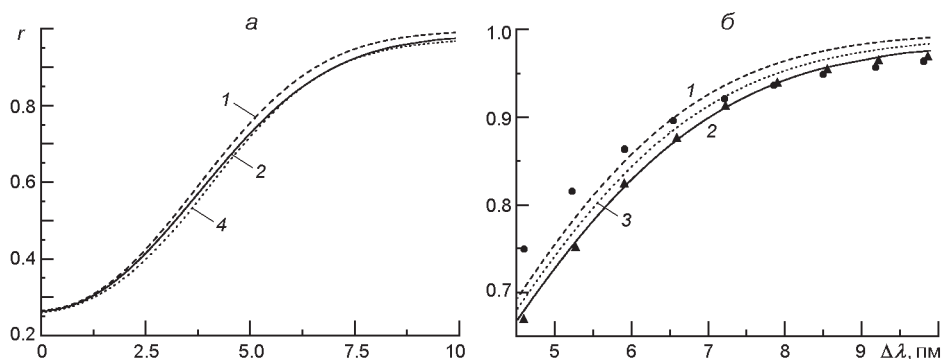


Рис. 5. Спостережувані та теоретичні профілі лінії Fe I 525.02 нм: крива 1 — неЛТР-профіль при відсутності магнітного поля, 2 — неЛТР-профіль, розширений магнітним полем, 3 — неЛТР-профіль із завищеною постійною загасання при відсутності магнітного поля; крива 4 і трикутники — голубе крило FTS-профілю [29], точки — його червоне крило

тережуваним та розширеним магнітним полем профілем 2 (рис. 5, б). Таким чином, узгодження крил профілів вимагає аномально завищеної постійної загасання, або ж завищених (порівняно з даними інших досліджень [20, 36, 39]) дрібномасштабних магнітних полів у шарах нижньої фотосфери Сонця.

Якщо взяти до уваги той факт, що в шарах утворення крил лінії горизонтальна складова магнітного поля в три рази перевищує вертикальну складову (дані HINODE [39]), то середнє значення магнітного потоку (вертикальної складової магнітного поля) в цих шарах складе 19 мТл.

Аналогічним чином (при такій, як для попередньої лінії, висотній стратифікації магнітного поля) ми провели розрахунки найбільш чутливої до ефекту Зеємана інфрачервоної лінії Fe I 1564.85 нм, яку часто використовують у поляриметричних дослідженнях. Глибини утворення лінії — від 2 до 121 км, а внесення флуктуаційного магнітного поля приводить до незначного зміщення на 15 км вниз шарів утворення ядра лінії. На рис. 6 показано спостережні та теоретичні профілі лінії Fe I 1564.85 нм, зокрема на рис. 6, а штрихами зображено теоретичний неЛТР-профіль без врахування магнітного поля 1, суцільною лінією — неЛТР-профіль з врахуванням дрібномасштабного магнітного поля 2. Для профілів 1 та 2 постійна загасання становить 3₆. Приведені також спостережувані профілі з атласу Дейбулля [10] (спектр отримано на фур'є-спектрометрі) та спостереження Соланкі та ін. [45] (дані отримано на дифракційному спектрографі подвійного проходження). Якщо у першому випадку інструментальна функція приладу близька до ідеальної, то у другому — практично відсутнє розсіяне світло.

Таким чином, для дослідження крил краще підходять спостере-

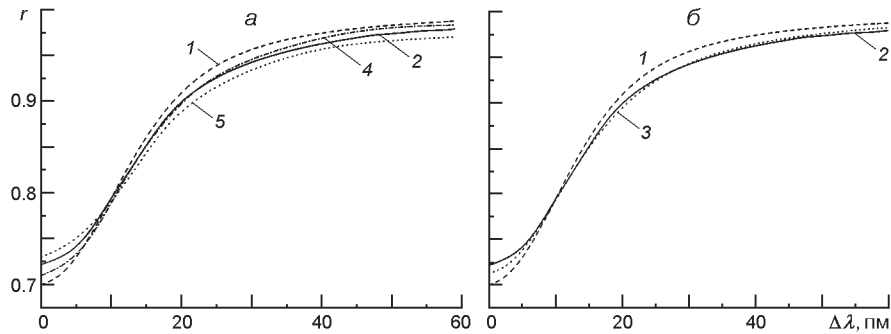


Рис. 6. Спостережувані та теоретичні профілі лінії Fe I 1564.85 нм: крива 1 — неЛТР-профіль при відсутності магнітного поля, 2 — неЛТР-профіль, розширений магнітним полем, 3 — неЛТР-профіль із завищеною постійною загасання при відсутності магнітного поля; криві 4 і 5 — спостереження [10] і [45]

ження Соланкі та ін., оскільки відсутність розсіяного світла дозволяє точніше визначити рівень континууму, а функція приладу впливає переважно на ядро лінії. Крила лінії також розширені, до того ж лінія послаблена, оскільки в даному випадку під впливом магнітного поля зменшується коефіцієнт поглинання в центрі лінії, внаслідок чого область утворення лінії зміщується в глибші шари з вищою температурою. Послаблення цієї лінії магнітним полем було виявлено в роботі [34]. Як і для лінії Fe I 525.02 нм, введення дрібномасштабного поля суттєво покращує узгодження теоретичного профілю із спостереженнями. На рис. 6, б показано теоретичні неЛТР-профілі 1 і 2 та із завищеною у шість разів постійною загасання (магнітне поле відсутнє). Як бачимо, завищення постійної загасання дозволяє узгодити крила лінії, а неузгодженість центральної залишкової інтенсивності залишається.

Приведені результати отримано за умови експоненціального розподілу магнітних полів. Розрахунок профілю коефіцієнта поглинання при використанні логарифмічно-нормального закону розподілу суттєво ускладнюється. А числові розрахунки для випадку логарифмічно-нормального розподілу дають подібні результати.

Поле швидкостей в одновимірних моделях можна врахувати тільки шляхом введення мікро- та макротурбулентних швидкостей. Ми оцінили вплив поля швидкостей на профілі досліджуваних ліній, змінюючи значення макротурбулентної швидкості.

На рис. 7 зображено крила обох ліній при трьох значеннях макротурбулентної швидкості: 1.5, 2.0, 2.5 км/с. Як бачимо, макротурбулентною швидкістю ($V_{\text{mac}} = 2$ км/с) можна підігнати синє крило лінії Fe I 525.02 нм, правда, при цьому появляється неузгодженість ядра лінії. У той же час крила лінії Fe I 1564.85 нм слабочутливі до макротурбулентної швидкості і їх практично неможливо узгодити шляхом завищення макротурбулентної швидкості.

Отримані нами значення середнього магнітного поля (60 мТл на

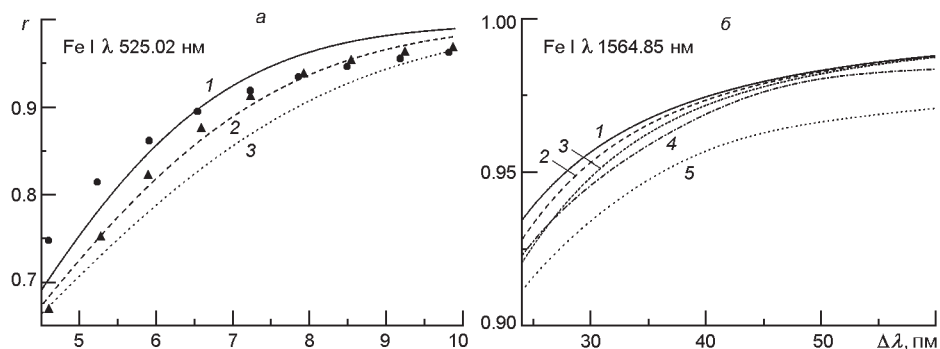


Рис. 7. Спостережувані та модельні профілі ліній заліза Fe I λ 525.02 нм та Fe I λ 1564.85 нм: 1, 2, 3 — модельні криві для $V_{\text{мас}} = 1.5, 2.0$ і 2.5 км/с; 4, 5 — спостережені дані [10] і [45], трикутники і точки — спостережені FTS-профілі [29] для голубого і червоного крил лінії відповідно

$h = 0$ км) є завищеними, бо у першу чергу не враховано грануляційну структуру сонячної фотосфери — поле швидкостей, неоднорідності температури та густини, а також точно невідома постійна загасання. Крім того, спостереження включають, скоріш за все, і сіткові області, що не може не відобразитись на завищеному значенні магнітного поля.

Відмітимо, що в роботі [36] при дослідженні поляризації фотосферних ліній у моделях з турбулентним динамо отримано досить грубі межі середнього магнітного поля $5.1\text{—}22$ мТл. А космічні спостереження HINODE [20] дають для спокійного Сонця значення турбулентного магнітного поля, які прекрасно узгоджуються з даними [53], тобто 10 мТл і навіть менше.

Слід зазначити, що врахування просторової роздільної здатності спостережень на HINODE приведе до збільшення оцінки середнього значення магнітного поля [39]; до того ж, при моделюванні магнітне число Рейнольдса на порядки менше за його реальне значення у відповідних шарах сонячної атмосфери, внаслідок чого магнітні поля у МГД-моделях дещо занижені.

Таким чином, при спостереженнях з низькою просторовою роздільною здатністю дрібномасштабне магнітне поле може додатково розширювати профілі ліній Fe I λ 525.02 та λ 1564.85 нм. Наявність такого додаткового розширення крил магніточутливих ліній збільшує їхній діагностичний потенціал при дослідженні статистичних характеристик дрібномасштабних магнітних полів.

ВИСНОВКИ

1. Отримано аналітичну оцінку інтегрального впливу дрібномас-

штабних магнітних полів на коефіцієнт поглинання в лінії.

2. Показано, що дрібномасштабні магнітні поля в сонячній фотосфері можуть додатково розширювати крила магніточутливих ліній (Fe I 525.02 та 1564.85 нм).

3. Додаткове розширення крил магніточутливих ліній збільшує їхні діагностичні можливості при дослідженні не тільки великомасштабних, а й дрібномасштабних магнітних полів за спостереженнями із низькою чи недостатньою просторовою роздільною здатністю.

1. *Вакарчук І. О.* Теорія зоряних спектрів: Навч. посібн. — Львів: Львівський нац. ун-т ім. Івана Франка, 2002.—359 с.
2. *Гуртовенко Э. А., Костык Р. И.* Фраунгоферов спектр и система солнечных сил осцилляторов. — Киев: Наук. думка, 1989.—200 с.
3. *Стоділка М. І., Рикалюк Р. С.* Задача двовимірного переносу випромінювання для багаторівневих атомів // Журн. фіз. досліджень.—1998.—2, № 3.—С. 427—432.
4. *Anstee S. D., O'Mara B. J.* Width cross-sections for collisional broadening of s-p and p-s transitions of atomic hydrogen // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.—1995.—276.—P. 859—866.
5. *Anusha L. S., Sampoorna M., Frisch H., Nagendra K. N.* The Hanle effect as diagnostic tool for turbulent magnetic fields // Astrophys. Space Sci. Proc.—2010.—P. 390—394.—(Magnetic Coupling between the Interior and Atmosphere of the Sun / Eds S. S. Hasan, R. J. Rutten).
6. *Asplund M., Nordlund A., Trampedach R., et al.* Line formation in solar granulation. I. Fe line shapes, shifts and asymmetries // Astron. and Astrophys.—2000.—359, N 2.—P. 729—742.
7. *Auer L., Bendicho P., Fabiani, Trujillo Bueno J.* Multidimensional radiative transfer with multilevel atoms: ALI method with preconditioning of the rate equations // Astron. and Astrophys.—1994.—292, N 2.—P. 599—615.
8. *Cattaneo F.* On the origin of magnetic fields in the quiet photosphere // Astrophys. J.—1999.—515, N 1.—P. L39—L42.
9. *Cattaneo F., Emonet T., Weiss N.* On the interaction between convection and magnetic fields // Astrophys. J.—2003.—588, N 2.—P. 1183—1198.
10. *Delbouille L., Roland C., Brault J., Testerman L.* Photometric atlas of the solar spectrum from 1850 to 10000 cm⁻¹ — NOAO, Tucson, Az. 1981.
11. *De Wijn A., Lites B., Berger T., et al.* Hinode observations of magnetic elements in internetwork areas // Astrophys. J.—2008.—684, N 2.—P. 1469—1476.
12. *Dominguez Cerdeña I., Kneer F., Sanchez Almeida J.* Quiet-Sun magnetic fields at high spatial resolution // Astrophys. J.—2003.—582, N 1.—P. L55—L58.
13. *Dominguez Cerdeña I., Sanchez Almeida J., Kneer F.* Magnetic fields of the quiet Sun: Distribution of field strengths // ASP Conf. Ser.—2005.—358.—P. 48—52 (Solar Polarization 4: Proceedings of the conference held 19—23 September, 2005, in Boulder, Colorado, USA / Ed. by R. Casini and B. Lites).
14. *Dominguez Cerdeña I., Sanchez Almeida J., Kneer F.* The distribution of quiet Sun magnetic field strengths from 0 to 1800 G // Astrophys. J.—2006.—636, N 1.—P. 496—509.
15. *Domke H., Pavlov G. G.* Line formation in microturbulent magnetic fields // Astrophys. and Space Sci.—1979.—66, N 1.—P. 47—75.

16. *Faurobert-Scholl M., Feautrier N., Machefer F., et al.* Turbulent magnetic fields in the solar photosphere: diagnostics and interpretation // *Astron. and Astrophys.*—1995.—**298**.—P. 289—302.
17. *Frisch H., Sampoorna M., Nagendra K.* Turbulent magnetic field averages for the Zeeman effect // *Memorie della Societa Astronomica Italiana.*—2007.—**78**.—P. 142—147.
18. *Getling A.* Convective mechanism for the formation of photospheric magnetic fields // *Astron. Rep.*—2001.—**45**, N 7.—P. 569—576.
19. *Harvey J. W., Branston D., Henney C. J., et al.* Seething horizontal magnetic fields in the quiet solar photosphere // *Astrophys. J.*—2007.—**659**, N 2.—P. L177—L180.
20. *Ishikawa R., Tsuneta S.* Comparison of transient horizontal magnetic fields in a plage region and in the quiet Sun // *Astron. and Astrophys.*—2009.—**495**, N 2.—P. 607—612.
21. *Ishikawa R., Tsuneta S., Jurčák J.* Three-dimensional view of transient horizontal magnetic fields in the photosphere // *Astrophys. J.*—2010.—**713**, N 2.—P. 1310—1321.
22. *Khomenko E. V., Collados M., Solanki S. K., et al.* Quiet Sun inter-network magnetic fields observed in the infrared // *Astron. and Astrophys.*—2003.—**408**, N 2.—P. 1115—1135.
23. *Khomenko E., Martinez Gonzalez M., Collados M., et al.* Magnetic flux in the internetwork quiet Sun // *Astron. and Astrophys.*—2005.—**436**, N 2.—P. L27—L30.
24. *Khomenko E., Shelyag S., Solanki S., Vögler A.* Stokes diagnostics of simulations of magnetoconvection of mixed-polarity quiet-Sun regions // *Astron. and Astrophys.*—2005.—**442**, N 3.—P. 1059—1078.
25. *Khomenko E.* Diagnostics of Quiet-Sun magnetism // *ASP Conf. Ser.*—2006.—**354**.—P. 63—76.—(Solar MHD Theory and Observations: A High Spatial Resolution Perspective / Eds J. Leibacher, R. F. Stein, H. Uitenbroek. — San Francisco: Astron. Soc. Pacif.).
26. *Khomenko E., Collados M.* On the Stokes V amplitude ratio as an indicator of the field strength in the solar internetwork // *Astrophys. J.*—2007.—**659**, N 2.—P. 1726—1735.
27. *Landi Degl'Innocenti E., Landolfi M.* Polarization in spectral lines. — Dordrecht: Kluwer, 2004.—896 p.
28. *Lites B., Kubo M., Socas-Navarro H., et al.* The horizontal magnetic flux of the Quiet-Sun internetwork as observed with the Hinode spectro-polarimeter // *Astrophys. J.*—2008.—**672**, N 2.—P. 1237—1253.
29. *Neckel H., Labs D.* High-precision solar radiation data for 3300—12500 Å // *Calibration of fundamental stellar quantities.*—1985.—P. 473—474.
30. *Nordlund A.* Magnetohydrodynamics of the solar atmosphere // *ASP Conf. Ser.*—2004.—**325**.—P. 165—174.—(The Solar-B Mission and the Forefront of Solar Physics / Eds T. Sakurai, T. Sekii).
31. *Nordlund A.* The future: Where are we headed // *ASP Conf. Ser.*—2006.—**354**.—P. 353—363.—(Solar MHD Theory and Observations: A High Spatial Resolution Perspective / Eds J. Leibacher, R. F. Stein, H. Uitenbroek).
32. *Orozco Suarez D., Bellot Rubio L., del Toro Iniesta J.* Quiet-Sun magnetic fields from space-borne observations: Simulating Hinode's case // *Astrophys. J.*—2007.—**662**, N 1.—P. L31—L34.
33. *Orozco Suarez D., Bellot Rubio L., del Toro Iniesta J., et al.* Quiet-Sun internetwork magnetic fields from the inversion of Hinode measurements // *Astrophys. J.* 2007.—**670**, N 1.—P. L61—L64.

34. *Sanchez Almeida J., Lites B. W.* Physical properties of the solar magnetic photosphere under the MISMA hypothesis. II. Network and Internetwork Fields at the Disk Center // *Astrophys. J.*—2000.—**532**, N 2.—P. 1215—1229.
35. *Sanchez Almeida J., Dominguez Cerdeña I., Kneer F.* Simultaneous visible and infrared spectropolarimetry of a solar internetwork region // *Astrophys. J.*—2003.—**597**, N 2.—P. L177—L180.
36. *Sanchez Almeida J., Emonet T., Cattaneo F.* Polarization of photospheric lines from turbulent dynamo simulations // *Astrophys. J.*—2003.—**585**, N 1.—P. 536—552.
37. *Scharmer G.* Accurate solutions to Non-LTE problems using approximate lambda operators // *Methods in Radiative Transfer* / Ed. by W. Kalkofen. — Cambridge: Univ. Press, 1984.—P. 173—187.
38. *Schüssler M.* Small-scale photospheric magnetic fields // *Proc. NATO.*—1992.—**373**.—P. 191—202.
39. *Schüssler M., Vögler A.* Strong horizontal photospheric magnetic field in a surface dynamo simulation // *Astron. and Astrophys.*—2008.—**481**, N 1.—P. L5—L8.
40. *Shchukina N., Trujillo Bueno J.* The iron line formation problem in three-dimensional hydrodynamic models of solar-like photospheres // *Astrophys. J.*—2001.—**550**, N 2.—P. 970—990.
41. *Shchukina N. G., Trujillo Bueno J. T.* Three-dimensional radiative transfer modeling of the second solar spectrum of Titanium // *ASP Conf. Ser.*—2009.—**405**.—P. 275—280.—(Solar Polarization 5: In Honor of Jan Stenflo / Eds S. V. Berdyugina, K. N. Nagendra, Renzo Ramelli. — San Francisco: Astron. Soc. Pacif.).
42. *Shelyag S., Schüssler M., Solanki S., Vögler A.* Stokes diagnostics of simulated solar magneto-convection // *Astron. and Astrophys.*—2007.—**469**, N 2.—P. 731—747.
43. *Socas-Navarro H., Sanchez Almeida J.* Magnetic fields in the quiet Sun: Observational discrepancies and unresolved structure // *Astrophys. J.*—2003.—**593**, N 1.—P. 581—586.
44. *Socas-Navarro H., Lites B.* Observational evidence for small-scale mixture of weak and strong fields in the quiet Sun // *Astrophys. J.*—2004.—**616**, N 1.—P. 587—593.
45. *Solanki S. K., Ruedi I., Livingston W.* Infrared lines as probes of solar magnetic features. II. Diagnostic capabilities of Fe I 5648.5 Å and 5652.9 Å // *Astron. and Astrophys.*—1992.—**263**, N 1/2.—P. 312—322.
46. *Stein R., Nordlund A.* Realistic solar convection simulations // *Solar Phys.*—2000.—**192**, N 1/2.—P. 91—108.
47. *Stein R. F., Nordlund A.* Radiative transfer in 3D numerical simulations // *ASP Conf. Proc.*—2003.—**288**.—P. 519—532.—(Stellar Atmosphere Modeling).
48. *Stein R., Benson D., Nordlund A.* Solar magneto-convection simulations // *ASP Conf. Ser.*—2007.—**369**.—P. 87—96.—(New Solar Physics with Solar-B Mission / Eds K. Shibata, S. Nagata, T. Sakurai. — San Francisco: Astron. Soc. Pacif.).
49. *Stein R., Lagerfjord A., Nordlund A., et al.* Solar magneto-convection simulations // *Bullet. Amer. Astron. Soc.*—2009.—**41**.—810 p.
50. *Stenflo J. O., Lindegren L.* Statistical analysis of solar Fe I lines — Magnetic line broadening // *Astron. and Astrophys.*—1977.—**59**, N 3.—P. 367—378.
51. *Stenflo J.* The Hanle effect and the diagnostics of turbulent magnetic fields in the solar atmosphere // *Solar Phys.*—1982.—**80**.—P. 209—226.
52. *Trujillo Bueno J., Casini R., Landolfi M., Landi Degl'Innocenti E.* The physical origin of the scattering polarization of the Na I D lines in the presence of weak magnetic fields // *Astrophys. J.*—2002.—**566**, N 1.—P. L53—L57.
53. *Trujillo Bueno J., Shchukina N., Asensio Ramos A.* A substantial amount of hidden magnetic energy in the quiet Sun // *Nature.*—2004.—**430**, N 6997.—P. 326—329.

54. *Trujillo Bueno J., Shchukina N.* The scattering polarization of the Sr I 4607 line at the diffraction limit resolution of a 1 m telescope // *Astrophys. J.*—2007.—**664**, N 2.—P. L135—L138.
55. *Unno W.* Turbulent motion in the solar atmosphere. I. Doppler widths of photospheric lines // *Astrophys. J.*—1959.—**129**.—P. 375—387.
56. *Vernazza J., Avrett E., Loezer R.* Structure of the solar chromosphere. III. — Models of the EUV brightness components of the quiet sun // *Astrophys. J. Suppl. Ser.*—1981.—**45**, N 4.—P. 635—725.
57. *Vögler A., Shelyag S., Schüssler M.* Simulations of magneto-convection in the solar photosphere. Equations, methods, and results of the MURaM code // *Astron. and Astrophys.*—2005.—**429**, N 1.—P. 335—351.
58. *Vögler A., Schüssler M.* A solar surface dynamo // *Astron. and Astrophys.*—2007.—**465**, N 3.—P. L43—L46.
59. *Yelles Chaouche L., Solanki S. K., Schüssler M.* Comparison of the thin flux tube approximation with 3D MHD simulations // *Astron. and Astrophys.*—2009.—**504**, N 2.—P. 595—603.

Надійшла до редакції 23.02.10