

УДК 523.98 + 52-337

В. Лоцицький, д-р фіз.-мат. наук
Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

СПЕКТРАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ СОНЯЧНИХ МАГНІТНИХ ПОЛІВ В АСТРОНОМІЧНІЙ ОБСЕРВАТОРІЇ КИЇВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА У 1981–1986 рр.

Під час спектральних досліджень сонячних магнітних полів в АО КНУ (1981–1986 рр.) отримано багато важливих і цікавих наукових результатів, які в основному стосуються магнітних полів у сонячних спалахах і за їхніми межами. Зокрема, на основі аналізу ешельних зєсман-спектрограм, отриманих в обсерваторії під час міжнародної програми FBS/SERF, показано, що ефект "магнітного транз'єнту" за даними обсерваторії BBSO ймовірно має немагнітну природу. Також були зафіксовані й попередньо вивчені "кілогаусові" магнітні поля (1–3 кГс) у сонячних спалахах, точніше, в області інтенсивної емісії у сильних лініях FeI, яка формується у зоні верхньої фотосфери і температурного мінімуму. Для ділянки фотосфери активної області без сонячних спалахів отримано спостережні свідчення дискретності локальних напруженостей, що приблизно дорівнюють 4, 7 і 13 кГс. Для цієї самої ділянки знайдено вказівки на існування помірно сильного (до ≈ 1 кГс) фонового магнітного поля змішаної полярності. Ці спостережні дані вдалося пояснити теоретично в межах лінійної безсилової МГД-моделі, згідно з якою центральні частини маломасштабних магнітних структур із сильними і дискретними за величиною полями оточені концентричними областями зі знакозмінним і слабшим магнітним полем. У сонячному спалаху виявлено і досліджено знакозмінний висотний градієнт поздовжнього магнітного поля, однією з причин якого може бути значна деформація магнітного поля типу зсуву ("ширу"), яка поступово послаблювалась під кінець спалаху. У всіх зазначених питаннях не сказано ще "останнє слово" – вони вимагають ґрунтовних досліджень у майбутньому.

Ключові слова: Сонце, сонячна активність, сонячні спалахи, спектральні дослідження, ефект Зєсмана, магнітні поля.

Вступ. Стаття є продовженням попередньої статті [11] на цю ж тему, яка стосувалась більш раннього періоду 1975–1980 рр. У той період в обсерваторії встановлено сонячний магнітограф, виготовлено необхідну поляризаційну оптику для спектрально-поляризаційних спостережень і розпочато такі спостереження на горизонтальному сонячному телескопі Астрономічної обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка (ГСТ АО КНУ). Крім того, у цей період вивчався спостережний спектральний матеріал, отриманий у Кримській астрофізичній обсерваторії.

У 1981–1986 рр. спектрально-поляризаційні спостереження на ГСТ продовжувались, причому інтенсивніше, ніж у попередні п'ять років. В основному це було пов'язано з тим, що на 1980–1981 рр. випадав максимум сонячної активності у 21-му циклі, який був доволі потужним, з великою кількістю плям і сонячних спалахів. Саме у зв'язку із цим була організована міжнародна програма FBS/SERF – вивчення виникнення сонячних спалахів і вивільнення в них енергії. АО КНУ брала активну участь у цій програмі й отримала цікаві і важливі результати, які коротко подано нижче. Метою цієї статті є представлення не лише цих результатів, але також інших найважливіших робіт, виконаних у вказаний період. Це зроблено для того, щоб у межах однієї статті викласти основну суть кількох публікацій (точніше, семи), деякі з яких є нині малодоступними, оскільки збереглися лише на паперових носіях, а не в електронній формі. Крім того, було б корисно оцінити отримані тоді результати з погляду науки сьогодення, тобто через 40 років після того, як уперше отримано ці результати.

Проблема магнітних транз'єнтів. Магнітні транз'єнти (МТ) у сонячних спалахах відкриті проф. Г. Зіріним із співробітниками [21, 30] на відеомагнітографі обсерваторії Біг Бер. Це відкриття було, напевно, одним із найважливіших у межах програми FBS/SERF. Суть його зводилась до того, що поблизу максимальної фази чотирьох сонячних спалахів відмічено появу на магнітограмах на короткий час ($\approx 1,5$ хв) магнітних деталей розміром ≤ 7 Мм, які вклинювалися в існуючу картину магнітного поля в місцях, розташованих поблизу лінії інверсії поздовжнього магнітного поля B_{\parallel} (тобто $B_{\parallel} = 0$). Ці деталі, що названі магнітними транз'єнтами у сонячних спалахах, мали полярність, протилежну полярності магнітного поля у тих же місцях до спалахів; спостерігались і біполярні утворення. Розташування МТ в активних областях не завжди відповідало емісії в лінії D3 HeI. Усі МТ спостерігались при геліоцентричних кутах $> 30^{\circ}$. Автори робіт [21, 30], оцінюючи можливі інструментальні ефекти, дійшли висновку, що цей ефект є реальним і відповідає справжнім змінам магнітного поля. У такому випадку енергія МТ при полях у них $\approx 10^3$ Гс відповідала (за порядком величини) сонячним спалахам середньої потужності ($\approx 10^{30}$ ерг).

Виявлення ефекту МТ у сонячних спалахах привернуло до себе увагу у зв'язку з такими обставинами. Цей ефект спостерігався у фотосферній лінії FeI 5324,2 Å (її фактор Ланде $g = 1,5$). Отже, якщо трактувати ці спостереження як відображення реальних змін магнітного поля, то виходило, що магнітна енергія виникає і витрачається дискретними порціями саме на фотосферному рівні, а не у хромосфері й короні, де подібні зміни очікувались теоретично на основі уявлень про магнітне пересполучення силових ліній в області сонячного спалаху [20].

Однак на основі спостережень, виконаних на ГСТ АО КНУ, було поставлено під сумнів реальність ефекту МТ [8]. У сонячному спалаху 26.07.1981 р. зафіксовано сильну і розщеплену емісію в лінії FeI 5324,2 Å, яка за інтенсивністю досягала 40 % рівня сусіднього спектрального континууму. Згідно з розрахунками, така емісія могла обумовити фіктивний сигнал циркулярної поляризації величиною ≈ 400 Гс, притому протилежної магнітної полярності. Слід зауважити, що Г. Зірін і його колеги вважали під час оцінювання інструментальних ефектів, що емісія в цій лінії не перевищує у спалахах 20 %.

Пізніше ефект МТ зафіксовано Косовічевим і Жарковою [6] у великому сонячному спалаху 14 липня 2000 р. ("Спалаху Дня Бастилії") за даними бортового магнітометра обсерваторії MDI/SOHO, який вимірює магнітне поле в лінії NiII 6767,778 Å ($g = 1,5$). Точніше, автори роботи [6] для кількох ділянок у спалаху відмітили два типи змін магнітного поля: (а) – неперервне поступове зменшення градієнта магнітного поля з розвитком спалаху і (б) – різке,

© Лоцицький В., 2022

упродовж кількох хвилин, зменшення вимірної напруженості магнітного поля в момент наростання потужності або в максимумі спалаху. Енергія цих змін оцінена на рівні 7×10^{29} ерг, тобто відповідає енергії типового сонячного спалаху.

Хоча лінія $\text{NiII } 6767,778 \text{ \AA}$ є менш температурно-чутливою, ніж лінія $\text{FeI } 5324,2 \text{ \AA}$, не можна повністю виключити для неї того ж ефекту, що і для лінії $\text{FeI } 5324,2$, а саме: появи в її ядрі більш чи менш інтенсивної спалахової емісії, яка обумовлює фіктивні зміни сигналу магнітографа. Крім того, у фізичному сенсі сигнал магнітографа SOHO відповідає поздовжній компоненті магнітного поля $B_{||}$, але лише у тому випадку, коли це поле є однорідним. Якщо ж магнітне поле неоднорідне і на вхідну щілину спектрографа попадають маломасштабні (просторово нероздільні) структури, то виміряна величина магнітного поля має відображати, у першому наближенні, локальні магнітні поля і їхні полярності, їхній фактор заповнення, величину фонового поля, нахил силових ліній до променя зору у всіх місцях вхідної апертури інструмента тощо. У такому випадку певна зміна вимірної величини магнітного поля може виникати навіть тоді, коли локальні магнітні поля є незмінними.

Щоб оцінити зміну саме локальних магнітних полів, авторами роботи [10] запропоновано метод, подібний до методу "відношення ліній" [26]. Цей метод дозволяє оцінити саме модуль магнітного поля, а не його поздовжню компоненту. Відповідні результати засвідчили, що модуль напруженості магнітного поля у маломасштабних структурах дійсно підсилюється в максимумі спалаху, тоді як фактор заповнення – монотонно спадає з його розвитком. Однак ці результати стосувались лише одного місця у спалаху і нині ще не мають ґрунтовної перевірки в роботах інших авторів. Отже, питання реальності і фізичних параметрів магнітних транзєнтів є сьогодні ще недостатньо вивченим.

"Кілогаусові" магнітні поля у сонячних спалахах. Спектрограми спалаху 26.07.1981 р., на основі аналізу яких поставлено під сумнів реальність магнітних транзєнтів, дозволили отримати ще один вагомий науковий результат. На цих спектрограмах виявлено не лише сильну емісію ($\approx 40\%$) у лінії $\text{FeI } 5324,2 \text{ \AA}$, але і значне її розщеплення у спектрах ортогональних циркулярних поляризацій. Подібний ефект знайдено на тому ж спостережному матеріалі і в інших спектральних лініях. Для ілюстрації на рис. 1 цей ефект представлено у тому його вигляді, як у час його опублікування в роботі [9].

На цьому рис. 1 на осі ординат наведено фактично параметр $I \pm V$, де I та V – відповідні параметри Стокса, а на осі абсцис – довжину хвилі відносно центрів відповідних спектральних ліній. Пунктирними кривими показано профілі ліній за межами сонячного спалаху, а суцільними і штриховими – у самому спалаху. Спектральні лінії підбрано так, щоб вони мали приблизно однакову еквіваленту ширину, але різні потенціали збудження нижнього терма χ . У такому разі, як відомо, чим більший параметр χ , тим глибше у фотосфері формується спектральна лінія [4]. З рис. 1 бачимо, що лінії з найменшими потенціалами збудження χ мають найінтенсивнішу спалахову емісію, з чіткими емісійними піками у їхніх ядрах. Однак видиме розщеплення емісійних піків цих ліній є найменшим і дорівнює 1600 Гс для лінії $\text{FeI } 5446,9 \text{ \AA}$. Лінії з більшими значеннями параметра χ мають менш інтенсивну емісію, але більше її розщеплення, яке, наприклад, для лінії $\text{FeI } 5324,2 \text{ \AA}$ відповідає 3000 Гс (якщо величину магнітного поля оцінювати по зміщенню "центрів ваги" емісійних піків). Видно також, що у лінії $\text{FeI } 5434,5 \text{ \AA}$ з фактором Ланде $g = 0$ немає помітного розщеплення емісійного піка в її ядрі. Однак таке розщеплення було виявлено пізніше в інших спалахах [14] і трактовано як прояв присутності особливо сильних магнітних полів $\approx 10^4$ Гс, оскільки у цієї лінії фактор Ланде не строго нульовий, а рівний $\approx -0,01$ згідно з лабораторними вимірюваннями.

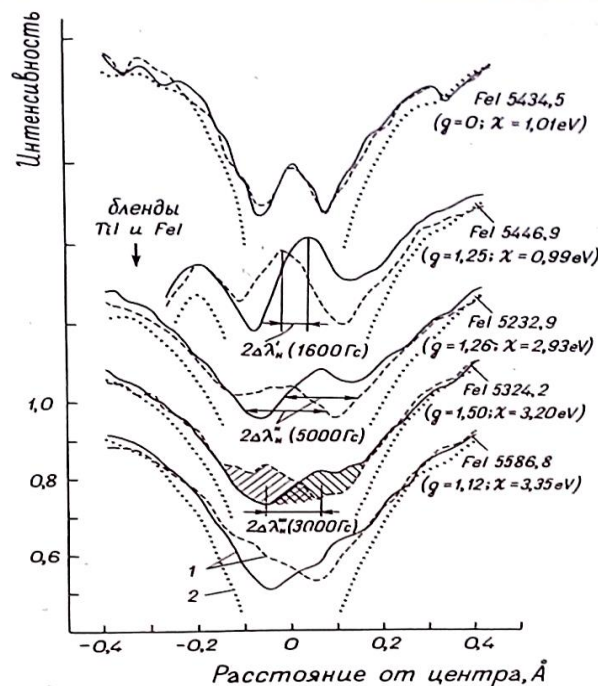


Рис. 1. Спостережені профілі спектральних ліній у сонячному спалаху 26.07.1981 та за його межами [9]

Наведені на рис. 1 результати можна пояснити у припущенні, що в області спалаху існувала двокомпонентна структура магнітного поля: маломасштабні (просторово нероздільні) силові трубки із сильними ("кілогаусовими") магнітними полями, занурені у більш слабе "фонове" магнітне поле. Якщо спалахова емісія заповнювала як силові трубки, так і фонове поле, і силові трубки монотонно розширювалися з висотою, то тоді напруженість магнітного поля мала б спадати з висотою, але магнітний потік Φ через трубки, як можна очікувати, залишався б незмінним, тобто $\Phi = BS = \text{const}$, де B – напруженість магнітного поля, а S – площа перерізу силових трубок. І справді, виявилось, що для різних спектральних ліній виміряна напруженість магнітного поля обернено пропорційна до еквівалентної ширини емісійних піків, віднесеної до еквівалентної ширини всієї спалахової емісії (поляризованої + неполяризованої). На рис. 1 поляризовану (розщеплену) емісію показано косим штрихуванням для лінії FeI 5324,2.

Указані результати були важливими тому, що давали інформацію про магнітне поле безпосередньо з області енерговиділення спалаху, а не з-під спалаху, як у магнітографічних даних. На важливість цих результатів вперше вказав автору Теодор Теодорович Цап. Автор зазначає: "Він завжди був для мене учителем і наставником, за що я йому щиро вдячний. Ця вдячність назавжди залишиться у моєму серці, незважаючи на те, що Теодора Теодоровича давно немає на білому світі...".

Пізніше виявилось, що розподіл магнітного поля з висотою у спалаху може бути не тільки монотонним, але й немонотонним, із максимумом в області верхньої фотосфери або температурного мінімуму, тобто в діапазоні висот $h = 0,4\text{--}0,5$ Мм (див. наприклад, [15]). Щодо величини магнітного поля у спалаху, то спершу його оцінки на рівні 1,6–3 кГс в області верхньої фотосфери (притому за межами сонячних плям) сприймалися деякими фахівцями з недовірою – як такі, що вимагали підтвердження в інших обсерваторіях. Таке підтвердження дійсно було отримане у Кримській астрофізичній обсерваторії [7]. Крім того, Коваль і Степанів [7] виявили, що магнітне поле в області спалаху є найсильнішим на висотах 400–600 км, а не глибоко у фотосфері. Пізніше цей результат підтверджено в АО КНУ як за даними прямих вимірювань, так і на основі побудови напівемпіричних моделей.

Щодо оцінки цих результатів нині, то виявилось, що сильні магнітні поля напруженістю до 3 кГс можуть існувати і на значно більших висотах, $h = 10\text{--}18$ Мм, зокрема і у лімбових спалахах, тобто у нижній сонячній короні [29]. Більше того, недавно отримано дані про те, що на висотах 15–20 Мм локальне магнітне поле у спалахах може досягати ≈ 90 кГс [28]. Існування таких екстремально сильних полів у дуже розрідженій плазмі сонячної корони є сьогодні "гарячою" проблемою, яка поки що не має теоретичного розв'язання.

Дискретність ("квантованість") напруженостей сонячних магнітних полів. Проблема можливої дискретності ("квантованості") напруженостей сонячних магнітних полів була у свій час уперше поставлена в АО КНУ, але і нині вона перебуває майже у тому самому стані, в якому виникла кілька десятиліть тому. Основною причиною цього є те, що для прогресу у розв'язанні цієї проблеми необхідно мати надійні і презентабельні дані про модуль напруженості магнітного поля B , а не про його поздовжню компоненту B_{\parallel} , або ж про добуток поздовжньої компоненти на фактор заповнення f . Водночас, сьогодні наймасовішими є саме дані про параметр fB_{\parallel} , а не про саму по собі величину модуля поля B .

Модуль магнітного поля можна найнадійніше виміряти по ефекту Зеемана тоді, коли у спектрі спостерігається повне розщеплення зееманівських π - і σ -компонент. Цей випадок називають у сонячній магнітометрії режимом сильного магнітного поля. За фізичною суттю цей режим відрізняється від аналогічного (за назвою) режиму в атомній фізиці [3], де йдеться про зовсім інший випадок – коли зееманівське розщеплення наближається за величиною до мультиплетного розщеплення.

Повне розщеплення зееманівських π - і σ -компонент (тобто режим сильного поля) найпростіше спостерігати у спектрах сонячних плям, використовуючи вузькі спектральні лінії нейтрального заліза FeI з великими факторами Ланде ($g = 2,5\text{--}3$). Саме у такому випадку можна найдостовірніше виміряти модуль напруженості магнітного поля, а не його поздовжню компоненту, як у вимірюваннях із сонячним магнітографом [1]. Ще однією причиною, чому в спектрах сонячних плям може бути просто виміряний модуль напруженості, є те, що фактор магнітного заповнення f у плямах близький до одиниці, тобто $f \approx 1$. Фізично це означає, що у сонячних плямах спостерігається суцільне магнітне поле, без немагнітних проміжків між окремими елементами структури, що містять магнітне поле. Таке суцільне і сильне магнітне поле дає дуже чітку й контрастну картину ефекту Зеемана, за якою просто і надійно вимірюють модуль напруженості B .

За межами сонячних плям, де фактор заповнення набагато менший одиниці ($f \ll 1$), повне розщеплення зееманівських π - і σ -компонент також може існувати, але спостерігати його значно складніше, ніж у випадку $f \approx 1$. Фізично випадок $f \ll 1$ означає, що між ділянками на Сонці із сильним полем (очевидно, деякими силовими трубками) існують проміжки, заповнені більш слабким "фоновим" полем. Структура магнітного поля тоді є двокомпонентною, і за такої структури спостережений спектр є результатом накладання двох спектрів: спектра сильного поля і спектра слабого поля, але з ваговими коефіцієнтами, які пропорційні відповідним факторам заповнення. Як уже було представлено у попередній статті [11], дійсні напруженості тоді можна визначити за картиною розщеплення бісекторів профілів $I \pm V$. При дійсно однорідному (однокомпонентному) магнітному полі розщеплення бісекторів $\Delta\lambda_B$ має бути однаковим на різних віддальх $\Delta\lambda$ від центра лінії. Якщо поле двокомпонентне, це розщеплення повинно мати більш чи менш помітні максимуми на певних віддальх $\Delta\lambda$. Щоб упевнитися, що ці максимуми є "магнітними", а не інструментальними, слід зіставити спостережені дані по багатьох спектральних лініях на залежності $\Delta\lambda_B$ від $\Delta\lambda/g_{\text{eff}}\lambda_0^2$, де g_{eff} – ефективний фактор Ланде лінії, λ_0 – її незміщена довжина хвилі.

Найпереконливіші дані щодо дискретності напруженостей отримано для активної області 12 жовтня 1977 р., яка спостерігалась на ГСТ АО КНУ поблизу центра диска Сонця. На рис. 2 показано цю область у білому світлі (нижня частина рисунка), а також три вибрані фрагменти спектра для того положення вхідної щілини, яке показано на рисунку. Видно, що вхідна щілина інструмента проєктувалась на ділянку фотосфери між двома невеликими плямами однакової поляризації (N), в яких напруженості магнітного поля згідно з візуальними вимірюваннями магнітного поля по лінії FeI 5250,2 ($g_{\text{eff}}=3,0$) були 1,0 і 1,1 кГс. Ешелъна зееман-спектрограма цієї області отримана з чвертьхвильовою пластинкою і мозаїкою Скоморівського, що дозволило аналізувати розщеплення і профілі $I \pm V$ багатьох спектральних ліній. Вигляд фрагментів спектра у верхній частині рис. 2 засвідчує, що було сфотографовано

саме фотосферу цієї області, а не ділянки сонячних плям. Зокрема, на всіх трьох смужках спектра не видно суттєвого потемніння в континуумі, натомість у лінії H α (крайній спектр ліворуч) є слабкі натяки на емісію, що типово для сонячних факелів. Лінія FeI 5250,2 у середньому фрагменті спектра має найбільш помітний зигзагоподібний вигляд, але її розщеплення є досить слабким, далеко не повним, що типово для помірних за величиною магнітних полів (≤ 500 Гс), якщо їх вимірювати традиційним методом "центрів ваги". У правому фрагменті спектра видно досить сильну емісію в лінії K CaII, причому цікаво те, що у деяких місцях ця емісія є нерозщепленою, односторонньою (цей тип емісії позначається як K₂₃₂), а в інших – розщепленою, двогорбною (це емісія K_{2V} и K_{2R}).

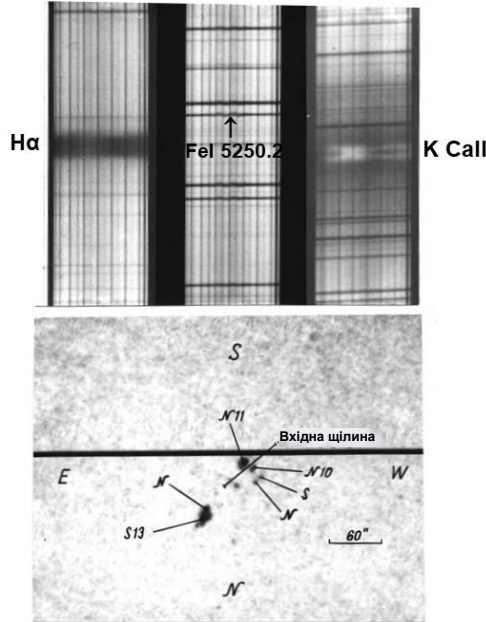


Рис. 2. Фрагменти спектра активної області 12.10.1977 р. (верхня частина рисунка) і сама ця активна область у білому світлі (нижня частина рисунка). Наведено результати візуальних вимірювань магнітних полів сонячних плям (у сотнях гаусів), а також їхні магнітні полярності (рисунок з архіву обсерваторії)

На рис. 3 показано результати усереднення залежностей $\Delta\lambda_B$ від $\Delta\lambda/g_{\text{eff}}\lambda_0^2$ по 16 фраунгоферових лініях різних хімічних елементів – в основному FeI, але також FeII, MgI і NaI [24]. Їхні спектральні півширини $\Delta\lambda_{1/2}$ і магнітні чутливості $g\lambda^2$ також дуже різні; зокрема $\Delta\lambda_{1/2}$ були в межах 10–30 нм. Для зменшення впливу шумів унаслідок зернистості фотоемульсії WP1 ORWO проведено усереднення даних по значній ділянці на Сонці – близько 35 с дуги, тобто 25 Мм. Видно, що у розглянутому інтервалі приведених віддалей ($\Delta\lambda_n = 2\text{--}57$ нм) достовірно існують три максимуми розщеплення бісекторів, які відповідають $\Delta\lambda_n \approx 15, 25$ і 50 нм. Ці максимуми, найімовірніше, вказують на субтелескопічні магнітні поля (для яких $f \ll 1$) з дискретними напруженостями $\approx 0,4, 0,7$ і 1,3 Тл, тобто 4, 7 і 13 кГс.

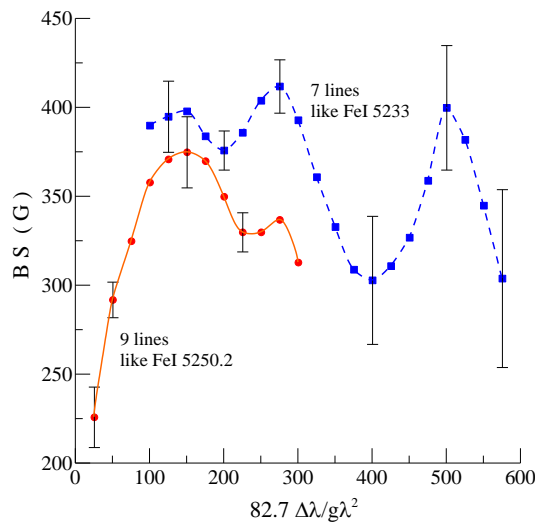


Рис. 3. Спостережене розщеплення бісекторів $BS \equiv \Delta\lambda_B$ профілів $\pm V$ залежно від зведеної віддалі від центра лінії $\Delta\lambda_n \equiv 82.7 \Delta\lambda/g\lambda^2$ для фотосфери активної області 12.10.1977 р. [19]. Залежність '9 lines like FeI 5250.2' підсумовує дані по 9 лініях типу FeI 5250.2 Å (з півшириною $\Delta\lambda_{1/2} \approx 100$ мÅ = 10 нм), а залежність '7 lines like FeI 5233' – по 7 лініях типу FeI 5233 ($\Delta\lambda_{1/2} \approx 300$ мÅ = 30 нм). Множник 82.7 взято для порівняння всіх даних із лінією FeI 5250.2 Å, у якій $g\lambda^2 = 82.7 \times 10^6$

Спостережні вказівки на дискретність напруженостей субтелескопічних магнітних полів отримано також більш прямим методом – на основі аналізу профілів емісійних зєсманівських сигма-компонент. Це ілюструє рис. 1, з якого видно, що емісійні піки лінії FeI 5324,2 (показано косим штрихуванням) виглядають роздвоєними, тобто складаються ніби з двох вузких піків, що відповідають різним віддалям від центра лінії, а отже, і різним напруженостям. Подібний ефект менш помітний в лінії FeI 5586,8 і зовсім не помітний в інших спектральних лініях. Однак слід урахувати, що серед усіх ліній лише лінія FeI 5324,2 є зєсманівським триплетом, тобто саме у неї спостережені емісійні сигма-компоненти можна очікувати найбільш вузькими, не розмитими аномальною картиною ефекту Зєсмана.

Пізніше свідчення дискретності напруженостей магнітних полів у сонячних спалахах отримано в роботі [19]. Було з'ясовано, що під час усереднення спостережних даних по 12 сонячних спалахах різних балів виникають два піки розщеплення бісекторів профілів $I \pm V$, які ймовірно відображають існування двох дискретних мод субтелескопічних магнітних полів із напруженістю близько 6 і 12 кГс у фотосферних шарах спалахів. Варто звернути увагу на те, що ці значення 6 і 12 кГс, які стосуються 12 сонячних спалахів, є близькими до тих 7 і 13 кГс, які отримані для неспалахової області 12.10.1977 р.

Незважаючи на новизну і наукове значення цих результатів для глибшого розуміння суттєвих особливостей сонячних магнітних полів, вони майже не отримали відгуку в роботах інших дослідників цього профілю. Зокрема, в роботах інших дослідників не виникло зацікавлення щодо пошуку і вивчення дуже тонких (слабких) спектральних особливостей, які відповідають малому фактору заповнення ($f \ll 1$) і можуть вказувати на особливо сильні магнітні поля. Усерйоз і зацікавлено ці результати сприйняли лише деякі теоретики, зокрема проф. А. А. Соловійов із Пулковської обсерваторії.

Лінійна безсилова модель тонкоструктурного магнітного елемента. Для теоретичного пояснення дискретності напруженостей сонячних магнітних полів, у роботі [24] запропоновано безсилову конфігурацію магнітного поля, для якої

$$\text{rot} \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}, \tag{1}$$

де \mathbf{B} – вектор напруженості магнітного поля; α є таким, що $\nabla \alpha \mathbf{B} = 0$. Припускалась аксіальна симетрія конфігурації, тобто $\partial/\partial \varphi = 0$ у циліндричній системі координат: r, φ, z . Найпростіший знакозмінний розв'язок рівняння (1) при $\alpha = \text{const}$ (лінійне безсилове поле) уперше отримано Шацманом 1965 р. [23]. Цей розв'язок можна записати у вигляді

$$\mathbf{B}(r, \varphi, z) = B(0) \exp(-\gamma z) \{ (\gamma/\lambda) J_1(\lambda r) \mathbf{i}_r + [1 - (\gamma^2/\lambda^2)]^{1/2} J_1(\lambda r) \mathbf{i}_\varphi + J_0(\lambda r) \mathbf{i}_z \}, \tag{2}$$

де J_0 і J_1 – функції Бесселя нульового і першого порядку, відповідно; $B(0)$ – магнітне поле на осі структури; λ і γ – деякі константи, пов'язані з безсиловим параметром співвідношенням $\alpha^2 = \lambda^2 - \gamma^2$.

Очевидно, що $\lambda \geq \gamma$; випадок $\lambda = \gamma$ відповідає нескрученому полю ($B_\varphi = 0$). Обернені величини λ^{-1} і γ^{-1} визначають, як впливає з виразу (2), характерний поперечний і вертикальний масштаби системи. Умова $\lambda \geq \gamma$ означає, що поперечний масштаб не більший за вертикальний. Якісний вигляд силових ліній такої конфігурації у проекції на площину $\varphi = \text{const}$ показано на рис. 4.

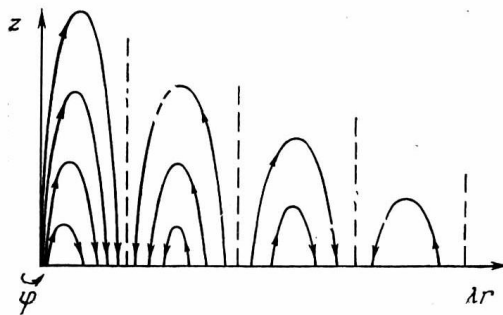


Рис. 4. Конфігурація силових ліній магнітного поля у запропонованій моделі маломасштабного елемента у проекції на площину $\varphi = \text{const}$

Магнітний джгут, який описується розподілом (2), як і всяка силова трубка на Сонці, повинен мати кінцевий (обмежений) радіус поперечного перерізу a . На межі магнітного джгута з навколишньою фотосферою, за означенням силової трубки, нормальна до її межі складова поля має дорівнювати нулю. У вказаному випадку це означає, що $B_r(a) = 0$, тобто

$$J_1(\lambda a) = 0, \quad \lambda a = \nu_k, \quad k = 0, 1, 2, \dots, \tag{3}$$

де ν_k – k -й корінь функції J_1 . Іншими словами, унаслідок знакозмінності радіального поля, в об'ємі екранованого (з чіткою зовнішньою межею) джгута може вкладатись лише ціле число "півперіодів" функції J_1 .

З формул (2) і (3) випливає, що тоді й $B_\varphi(a) = 0$. Тому баланс тисків на межі джгута з фотосферою можна подати у вигляді

$$B^2_k(0) \exp(-2\gamma z) J_0^2(\nu_k) = 2\mu_0 P_{\text{ox}}(z), \tag{4}$$

де μ_0 – магнітна проникність вакууму, $P_{\text{ox}}(z)$ – зовнішній газовий тиск. Тиск плазми всередині джгута вважався нехтовно малим. Магнітне поле $B(0)$ в центрі джгута позначено літерою k для наголошення того, що ця величина, яка відіграє роль нормувальної константи, може бути різною у магнітних джгутах різного типу (тобто у джгутах з

різними значеннями k). Для заданої топології магнітного поля, тобто при заданій величині k , величина $B_k(0)$ встановлюється автоматично відповідно до балансу тисків (4) за рахунок бокового стиску (або розширення) магнітної структури.

Тиск зовнішнього середовища можна вважати у першому наближенні розподіленим за барометричним законом, тоді

$$P_{ex}(z) = P_{ex}(0) \exp(-Kz) = P_{\text{фот}} \exp(-Kz). \quad (5)$$

Щоб рівновага здійснювалась для всіх z , необхідно, згідно з (4), вважати $K = 2\gamma$. Тоді

$$B_k(0) J_0(v_k) = (2\mu_0 P_{\text{фот}})^{1/2} \approx 0,25 \text{ Тл}. \quad (6)$$

Унаслідок того, що $J_0(v_k)$ утворює дискретну множину (низку значень, які зменшуються за величиною), ми отримаємо дискретний набір значень напруженостей магнітного поля в центрі джгута:

$$\begin{aligned} B_1(0) J_0(v_1) &= \text{const}, \\ B_2(0) J_0(v_2) &= \text{const}, \\ B_k(0) J_0(v_k) &= \text{const}. \end{aligned} \quad (7)$$

Якщо для величини $(2\mu_0 P_{\text{фот}})^{1/2}$ прийняти оцінку (6), тобто 0,25 Тл (2,5 кГс), то маємо $B_k(0) = \{0,25; 0,63; 0,83; 1,0; 1,15; 1,28; \dots\}$, тут $B_k(0)$ виражено у теслах. Знайдені значення задовільно узгоджуються зі спостереженнями за порядком величини, але не по конкретних значеннях. Можливою причиною цього є те, що у наведеному вище розгляді не врахована вілсонівська депресія, унаслідок якої при сильніших магнітних полях ми бачимо більш глибокі шари у сонячній атмосфері, де магнітне поле може бути сильнішим, ніж за даними цієї моделі.

Отже, основна особливість запропонованої моделі полягає у тому, що при одному й тому самому тиску зовнішнього середовища магнітні джгути з різним числом "півперіодів" полів B_ϕ і B_r матимуть різний ступінь концентрації поздовжнього поля до центра структури.

У цьому і полягає основна своєрідність запропонованої магнітостатичної моделі, яка пояснює основні риси спостережених магнітних структур:

а) наявність сильних, просторово строго локалізованих магнітних полів у центральній частині магнітного елемента;

б) "квантований" характер максимальної напруженості поля в центральній частині елемента;

в) значний вертикальний градієнт поля: оскільки

$$B \sim \exp(-\gamma z), \text{ то } dB/dz = -\gamma B \approx -(0,1 \div 10) \text{ Тл}/100 \text{ км} = -(10 \div 1000) \text{ Гс}/\text{км};$$

г) малий поперечний розмір системи: з умови $\lambda \geq \gamma$ і з урахуванням того, що згідно з виразом (6) величина γ^{-1} -порядку висоти однорідної фотосфери $RT/\mu g \approx 130 \text{ км}$, впливає, що характерний поперечний масштаб λ^{-1} не перевищує 10^7 см , тобто 100 км . Сучасні спостережні оцінки цього поперечного масштабу такі: $10\text{--}70 \text{ км}$ [25] і $15\text{--}20 \text{ км}$ [2].

Час існування такого магнітного елемента можна оцінити, враховуючи, що сильне магнітне поле зосереджене у малому об'ємі простору, тому омичною дифузією можна знехтувати. Важливою особливістю лінійних безсилового полів є те, що в однорідному високопровідному середовищі вони затухають без зміни своєї геометрії, залишаючись собі подібними; змінюється лише модуль напруженості магнітного поля:

$$\mathbf{B}(r, t) = \mathbf{B}(r, 0) \exp(-\alpha^2 t / \mu_0 \sigma_n), \quad (8)$$

де σ_n – провідність плазми. Однак у нашому випадку абсолютна величина напруженості магнітного поля задається зовнішнім тиском плазми і топологією магнітного поля. Рівноважне значення $B_k(0)$, яке визначається з рівності (7), відновлюється з альвенівською швидкістю, тобто за час $1\text{--}10 \text{ с}$, що значно менше дифузійного часу.

Отже, омична дисипація струмів у вказаній моделі зводиться до того, що всередині магнітної структури буде "вигорати" азимутальна компонента поля ($\lambda \rightarrow \gamma$, $\alpha \rightarrow 0$), але напруженість в центрі джгута зберігається, оскільки вся конфігурація в цілому не є безсиловою внаслідок наявності межі, на якій підтримується певний баланс тисків. Характерний час дисипації структури можна оцінити за формулою

$$\tau_D \approx \mu_0 \sigma_n \lambda^{-2} = \mu_0 \sigma_n a^2 / v_k^2, \quad (9)$$

де $\sigma_n \approx 10^2 (\text{Ом}\cdot\text{м})^{-1}$ – провідність фотосферної плазми. Оскільки $a \leq 10^5 \text{ м}$, то $\tau_D \leq 10^6 / v_k^2 \text{ с}$. Враховуючи, що $v_1 = 3,84$, а для нас у цій моделі є цікавими достатньо високі значення k , то можна дійти висновку, що τ_D набагато менше 10^5 с і дуже швидко зменшується з підвищенням v_k , тобто зі збільшенням напруженості магнітного поля в центральній частині джгута.

Отже, специфічною особливістю такої конфігурації є не лише дискретність напруженостей, але й знаковмінна периферія – те, що не спостерігається під час прямих спостережень у сонячних плямах і порах. Однак такі особливості, які випливають із наведеної вище теоретичної моделі, можуть існувати у субтелескопічних масштабах, тобто у просторово нероздільних структурах. Тому дуже цікавим і інтригуючим завданням для майбутніх спостережень із ще вищою просторовою здатністю ($\leq 10 \text{ км}$) було б підтвердити або спростувати це теоретичне передбачення. Водночас, можна отримати вагомі свідчення (за або проти) і при існуючому нині просторовому розділенні – на основі моделювання спостережених профілів ліній із різною магнітною чутливістю. Саме такий підхід реалізовано в АО КНУ.

"Фонові" поля в активних областях – помірно сильні знаковмінні поля. Близько 50 років тому, у процесі інтерпретації вимірювань методом "відношення ліній", використано припущення, що маломасштабні силові трубки з "кілогаусовими" полями занурені у навколишню немагнітну плазму [26]. Однак пізніше Рачковським і Цапом [22] показано, що модельні розрахунки цим методом краще узгоджуються зі спостереженнями в лініях FeI 5247,1 і

5250,2, якщо припустити, що між "кілогаусовими" трубками існує слабше фонове поле. Аналогічне припущення використано також Лозицьким і Цапом [18] і встановлено, що напруженість цього фонового поля має бути пропорційною фактору заповнення силових трубок.

Недоліком указаних робіт було те, що у процесі інтерпретації спостережень враховувався лише параметр Стокса V (тобто величина циркулярної поляризації) і не враховувався параметр Стокса I (тобто інтегральна інтенсивність). Якщо на Сонці існують просторово нероздільні магнітні поля змішаної полярності, то їхню присутність простіше виявити саме за параметром Стокса I , а не V . Перший результат у цьому напрямку отримано авторами [5] за допомогою стокс-метра і було показано, що розширення лінії FeI 5250,2 в магнітних областях за межами сонячних плям можна пояснити дисперсією магнітного поля на рівні 500 Гс. Це означає, що якщо магнітне поле вважати лише поздовжнім, то його напруженість у таких областях дорівнює ± 500 Гс.

В АО КНУ отримано підтвердження цьому результату на основі вивчення 12 ліній із різною магнітною чутливістю у фотосфері активної області 12.10.1977 р. [13, 17]. Саме для цієї ділянки отримано вказівки про дискретність напруженостей (див. рис. 2). У процесі вивчення параметра Стокса I спектральних ліній виявлено два ефекти: а) майже лінійне зменшення півширин ліній при зниженні магнітної чутливості; б) відхилення від такого тренду для ліній із майже нульовою магнітною чутливістю, а саме ліній FeI 5123,7 і 5576,1 з емпірично визначеними факторами Ланде, $-0,013$ і $-0,012$, відповідно (рис. 5). Перший ефект, як показали результати моделювання, можливий у разі помірно сильних (до 1 кГс) магнітних полів *змішаної полярності*, тоді як другий – при значно сильніших полях ≈ 10 кГс. Фізична причина другого ефекту є дуже простою: магнітні поля напруженістю ≈ 10 кГс дають спектральні вклади (відповідні зєсманівські σ -компоненти) настільки сильно розщеплені для ліній із високою і помірною магнітною чутливістю, що вони попадають за межі тих ділянок профілів ліній, де визначається параметр $\Delta\lambda_{1/2}$. Тому ці спектральні вклади "не помічаються" по лініях у певному діапазоні параметра $g\lambda^2/\Delta\lambda_{1/2}$. Навпаки, для спектральних ліній з екстремально низькою магнітною чутливістю ці спектральні вклади "згрібаються" у сам профіль лінії і це проявляється у деякому його додатковому розширенні, а також у збільшенні чи зменшенні його залишкової інтенсивності (див. нижче).

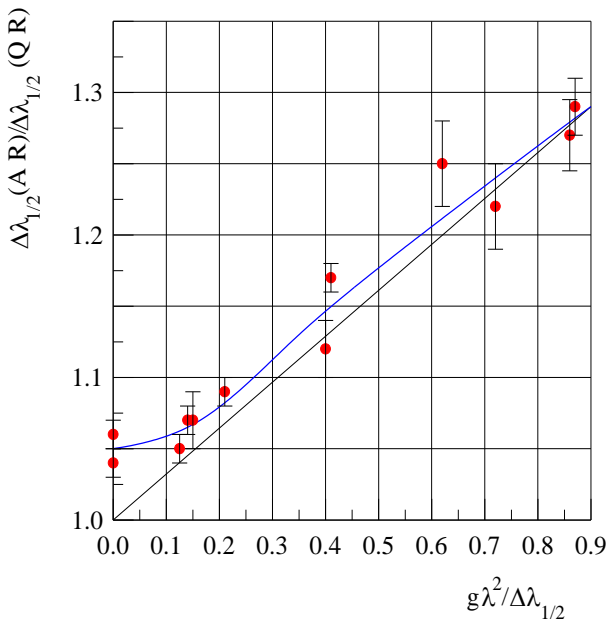


Рис. 5. Залежність відносного розширення $\Delta\lambda_{1/2}(AR)/\Delta\lambda_{1/2}(QR)$ профілів Стокса I від відносної магнітної чутливості $g\lambda^2/\Delta\lambda_{1/2}$ спектральних ліній (для зручності при порівнянні даних величини по осі абсцис наведено без множника 10^5) [13]. Значення $\Delta\lambda_{1/2}(AR)$ відповідають дослідженим активним областям, а $\Delta\lambda_{1/2}(QR)$ – спокійним областям, де $B_{\text{obs}} \leq 50$ Гс [13]

Щоб пояснити, чому саме магнітні поля змішаної полярності були необхідними для пояснення даних, зображених на рис. 5, наведемо основні аргументи щодо цього. Досліджена ділянка стосувалася фотосфери активної області, де магнітні поля, виміряні традиційними методами (наприклад, методом "центрів ваги"), не перевищували 500 Гс (якісно це видно з рис. 2, а кількісно – з рис. 3, на якому розщеплення бісекторів не перевищує 450 Гс). Найімовірніше, у цій ділянці були саме поздовжні магнітні поля, оскільки вхідна щільність проектувалася між плямами однакової магнітної полярності, а самі ці плями були поблизу центра диска (поздовжнє поле – у разі, коли кут γ між силовою лінією магнітного поля і променем зору, близький до нуля, тобто $\gamma \approx 0^\circ$). Розрахунки згідно з теорією Унно [27] показали, що якщо магнітне поле є лише поздовжнім, а розщеплення ліній не перевищує 500 Гс, профілі Стокса I лінії FeI 5250,2 повинні бути слабо розширеними – усього на 7 %. Водночас, ця лінія розширена у дослідженій ділянці на 28 %, тобто у 4 рази більше. Пояснити таке велике розширення профілю I при малому розщепленні профілів $I \pm V$ і їхніх бісекторів можна було б у припущенні, що магнітне поле там досить сильне (≈ 1 кГс) і майже поперечне ($\gamma \approx 80^\circ$). Але це суперечить наведеним вище обставинам спостережень. Крім того, в останньому випадку картина розщеплення бісекторів залежно від віддалей від центрів ліній мала б зовсім інший вигляд, ніж на рис. 3.

Пояснити наведену на рис. 5 залежність можна у припущенні, що магнітне поле є двокомпонентним: силові трубки + фон. Фактор заповнення трубок становить 15 %, фону – 85 %. Напруженість магнітного поля в силових

трубках 3–4, 7 і 13 кГс, причому там суттєво звужені (на 30–40 %) профілі спектральних ліній. Фонове магнітне поле знакозмінне: у ньому рівну площу займають ділянки з +1 кГс і з –0,6 кГс; профілі спектральних ліній там звичайної ширини, тобто незвужені [13].

Цікаво відмітити, що ефект, подібний до наведеного на рис. 5 для півширин ліній, проявляється також у центральних залишкових інтенсивностях (рис. 6). Тут по осі ординат подано величину Δr , що дорівнює різниці центральних залишкових інтенсивностей у незбуреній (спокійній) області і в дослідженій. Якщо $\Delta r > 0$, то це означає, що спектральна лінія при переході від спокійної області до дослідженої (по спектральних проявах в $H\alpha$ і $K\text{ CaII}$ – це сонячний факел) стає менш глибокою, в ній ніби з'являється емісія в ядрі. Якщо ж $\Delta r < 0$, то лінія при цьому поглиблюється.

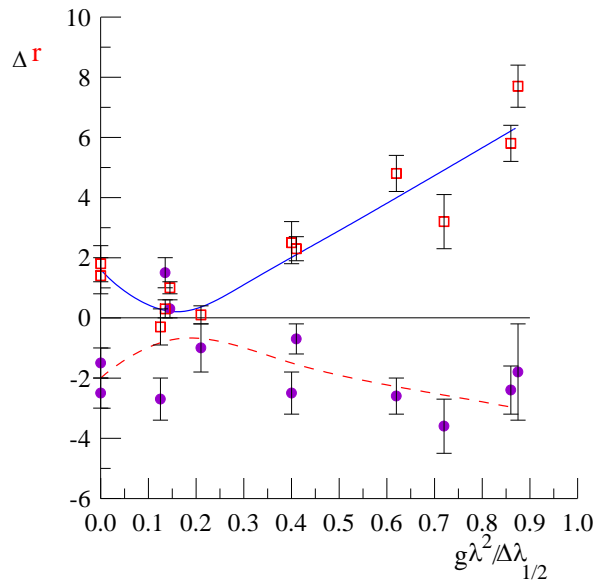


Рис. 6. Залежність зміни Δr центральної залишкової інтенсивності спектральних ліній від їхньої відносної магнітної чутливості $g\lambda^2/\Delta\lambda_{1/2}$ (величини по осі абсцис тут вказано також без множника 10^5) [13]. Дані по тих ділянках на Сонці, де була центральна (H_{232} і K_{232}) емісія в лініях H і $K\text{ CaII}$, помічено квадратиками, а в місцях розщепленої K_{2V} і K_{2R} емісії у цих же лініях – заповнено кружечками [13]

З рис. 6 випливає ще один цікавий висновок. Як видно по лініях $FeI\ 5123,7$ і $5576,1$, у яких фактор Ланде близько 0,01 за абсолютною величиною, субтелескопічним областям особливо сильних магнітних полів порядку 10 кГс можуть відповідати як емісійні, так і абсорбційні прояви ефекту Зеємана. Тобто перші з них можуть виникнути не тільки у сонячних спалахах, але навіть у факелах – там, де видно нерозщеплену емісію в лініях H і $K\text{ CaII}$.

Підсумовуючи сказане вище у цьому розділі, можна відмітити, що вірогідний висновок про знакозмінні "фонові" магнітні поля добре узгоджується з лінійною безсиловою моделлю [24], згідно з якою на периферії просторово нероздільних магнітних структур мають бути саме знакозмінні магнітні поля. Також виявлена спочатку зі спостережень дискретність напруженостей магнітного поля цілком відповідає вказаній теоретичній моделі. Ця теоретична модель також передбачає, що висотний градієнт напруженості магнітного поля має бути досить значним і від'ємним, тобто магнітне поле має швидко спадати з висотою. Розглянемо конкретні спостережні дані щодо цього.

Знакозмінність висотного градієнта поздовжнього магнітного поля. Спостережні свідчення від'ємного градієнта магнітного поля в силових трубках наведено в роботі [24]. Там зазначено, що індивідуальні залежності для окремих спектральних ліній типу тих, що зображено на рис. 3, насправді є "розщепленими" – максимум по одних спектральних лініях відповідає більшим напруженостям, а по інших – дещо меншим [24]. Відповідний висотний градієнт магнітного поля виявився таким: $\partial B_0/\partial z = -14$ Гс/км. Це значення добре узгоджується з теоретичною моделлю [24], згідно з якою вказаний градієнт має бути в межах $-(10\div 1000)$ Гс/км. Однак залишався невідомим висотний градієнт у фоновому полі, який можна було б визначити традиційним і простішим методом – по зміщенню "центрів ваги" профілів $I \pm V$. Такі вимірювання дають так звану поздовжню компоненту магнітного поля $B_{||}$, хоча фактично, як зазначено вище, це добуток поздовжньої компоненти на фактор заповнення і на певну складну функцію, що залежить від співвідношення полярностей магнітного поля всередині вхідної апертури інструмента, і на локальні термодинамічні параметри тих областей, які підсумовуються всередині вхідної апертури. Розділити внесок цих параметрів і визначити кожен із них окремо досить складно, особливо в місцях сонячних спалахів.

У роботі [16] запропоновано оригінальний метод визначення величини $B_{||}$ на різних висотах сонячного спалаху, суть якого така. З теорії формування ліній у сонячній атмосфері випливає висновок [4]: наявність у крилі сильної лінії (наприклад, $H\alpha$ або $H\beta$), кількох слабших ліній-бленд модулює (змінює) висоту формування останніх: якщо навіть ці слабші лінії належать до одного мультиплету і мають однакові потенціали збудження нижнього терма χ і еквівалентну ширину D , то та лінія, яка міститься ближче до ядра сильної лінії, залягатиме в атмосфері Сонця вище, ніж та лінія, яка розміщена далеко від ядра сильної лінії. Це було перевірено у спалаху 25 липня 1981 р. бала 2N [16]. Виявилось, що вимірні напруженості магнітного поля складним чином залежать від того, якою є інтенсивність крил l_λ ліній $H\alpha$ і $H\beta$ у тому місці спектра, де міститься вказана фотосферна лінія-бленда (рис. 7).

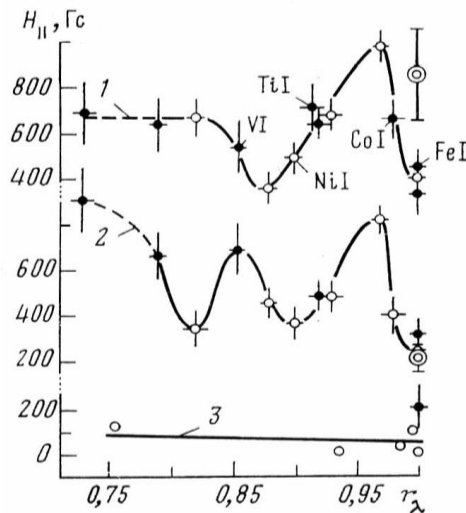


Рис. 7. Залежність для спалаху 25.07.1981 р. виміряних напруженостей магнітного поля від залишкової інтенсивності r_λ в тому місці крила лінії H_β , де розміщувались вузькі фотосферні бленди FeI, NiI, CoI, TiI і VI, по яких вимірювалося магнітне поле [16]

Оскільки параметр r_λ є якісним еквівалентом геометричної глибини в атмосфері Сонця, з розгляду цих спостережних даних випливає, що магнітне поле змінювалося з висотою немонотонно, хвилеподібно, як в області спалаху (1), так і поруч з нею (2). Зміщення телуричних ліній у спектрах $I \pm V$ (залежність 3) подібного ефекту не показують. Виміряна дисперсія магнітного поля (вона показана у правій частині рис. 7 у вигляді інтервалів навколо подвійних кружечків, які дають середні значення магнітного поля) у спалаху в 3,5 раза більша, ніж поряд із ним. Слід зауважити, що середнє значення магнітного поля і його дисперсія визначались як по вказаних на рисунку лініях, так і по багатьох інших – усього використано близько 40 спектральних ліній металів. Серед цих ліній металів більшість була підібрана так, щоб вони містились у крилах сильних ліній бальмерівської серії (передусім H_β , а також H_γ та H_α), хоча були використані також інші лінії (наприклад, FeI 6301,5, 6302,5), які знаходяться в ділянках "чистого" спектрального континууму, тобто далеко від указаних бальмерівських ліній.

Виявилось також, що висотний градієнт $\partial V_{||} / \partial z$ принаймні 2–3 рази змінював свій знак, досягаючи значень 5 Гс/км за абсолютною величиною. Амплітуда відповідного хвилеподібного збурення $V_{||}$ у максимумі спалаху була приблизно у 2 рази більша, ніж у його кінці. Це, найімовірніше, свідчить про значні деформації магнітного поля типу зсуву ("ширу") під час спалаху, які поступово послаблювались у процесі спалахового енерговиділення. Окрім широкіх деформацій, у цьому ж спалаху зареєстровано ознаки тісного (субтелескопічного) контакту маломасштабних полів протилежної полярності. Спостережні вказівки на аналогічну знаковміну структуру магнітного поля виявлено також в активному протуберанці [12].

Пізніше суттєві немонотонні висотні зміни магнітного поля у сонячних спалахах були підтверджені за даними побудови напівемпіричних моделей (див. наприклад, [15]). Однак і нині залишається незрозумілою природа цих змін: це результат справжніх змін модуля напруженості магнітного поля чи нахилу його силових ліній, чи, може, співвідношення магнітних потоків різних магнітних полярностей? Деякі напівемпіричні моделі будувалися на основі даних про параметр Стокса I . Це, як можна очікувати, виключає вплив магнітних полярностей на величину змодельованого магнітного поля. Однак водночас залишається інша невизначеність: знайдене під час моделювання розширення профілів ліній турбулентними швидкостями може бути насправді обумовлене розширенням унаслідок "заплутаних" (різнополярних) магнітних полів. Це та інші питання вимагають ґрунтовних досліджень у майбутньому.

Висновки. Найважливіші наукові результати у другу п'ятирічку спектральних досліджень сонячних магнітних полів в АО КНУ (1981–1986 рр.) отримано значною мірою завдяки тому, що для спостережень Сонця в обсерваторії використовували ешельний спектрограф із поляризаційною оптикою, що дозволяло аналізувати профілі $I \pm V$ багатьох тисяч спектральних ліній. В основному ці результати стосуються магнітних полів у сонячних спалахах і за їхніми межами. Зокрема, після аналізу ешельних з'єман-спектрограм, отриманих в обсерваторії під час міжнародної програми FBS/SERF, було показано, що ефект "магнітного транзйєнту" за даними обсерваторії BBSO ймовірно має немагнітну природу [8]. Також зафіксовано і попередньо вивчено "кілогаусові" магнітні поля (1–3 кГс) у сонячних спалахах, точніше, в області інтенсивної емісії у сильних лініях FeI, яка формується у зоні верхньої фотосфери і температурного мінімуму [8, 9]. Для ділянки фотосфери активної області без сонячних спалахів отримано спостережні свідчення дискретності локальних напруженостей, які виявились $\approx 4, 7$ і 13 кГс [11, 24]. Для цієї ж ділянки знайдено вказівки на існування помірно сильного (до ≈ 1 кГс) фонового магнітного поля змішаної полярності [13]. Ці спостережні дані вдалося пояснити теоретично в межах лінійної безсилової МГД-моделі, згідно з якою центральні частини маломасштабних магнітних структур із сильними і дискретними за величиною полями оточені концентричними областями зі знаковміним і слабшим магнітним полем [24]. У сонячному спалаху виявлено і досліджено знаковміний висотний градієнт $\partial V_{||} / \partial z$ поздовжнього магнітного поля, однією з причин якого може бути значна деформація магнітного поля типу зсуву ("ширу"), яка поступово послаблювалась під кінець спалаху [16]. У всіх зазначених питаннях не сказано ще "останнє слово" – вони вимагають ґрунтовних досліджень у майбутньому.

Подяка. Це дослідження профінансовано Київським національним університетом імені Тараса Шевченка, держбюджетна тема № 22БФ023-03.

Список використаних джерел

- Babcock H. W. The solar magnetograph // *Astrophys. J.* – 1953. – Vol. 118. – P. 387–396.
- Botygina O., Gordovsky M., Lozitsky V. Investigation of spatially unresolved magnetic field outside sunspots using Hinode/SOT observations // *Proc. of the Intern. Astronomical Union.* – 2017. – Vol. 325. – P. 59–62.
- Frish S. E., 2010, Optical atom spectra. St.-Peterburg. Moscow. Krasnodar, 656 p. (Фриш И. Е. Оптические спектры атомов. – М.-Л.: Физматгиз, 1963. – 640 с.).
- Gurtovenko E. A., Kostyk R. I. Fraunhoferov spektr i sistema solnechnykh sil ostsiillatorov // Kiev : Nauk. dumka, 1989 (Гуртовенко Э. А., Костык Р.И. Фраунгоферов спектр и система солнечных сил осцилляторов // Киев: Наука, 1989. – 200с.).
- Harvey J., Livingston W., Slaughter C. A line-profile Stokesmeter: preliminary results on non-sunspots fields // *Line formation in magnetic field.* – Boulder: NCAR. – 1972. – P. 227.
- Kosovichev A. G., Zharkova V. V. Magnetic energy release and transients in solar flare of July 14, 2000 // *The Astrophysical Journal*, 2001. – Vol. 550, Iss. 1, pp. L105–L108.
- Koval, A. N., Stepanian, N. N. Variations of sunspot magnetic fields in relation to flares // *Krymskaia Astrofizicheskaia Observatoriia, Izvestiia.* – 1983. – Vol. 68. – P. 3–15.
- Lozitska N. I., Lozitsky V. G. Are there "magnetic transients" in solar flares? // *Letters to Astron. Journ.* – 1982. – Vol. 8, #8, P. 500–505 (Лоцицкая Н. И., Лоцицкий В. Г. Существуют ли "магнитные транзиенты" в солнечных вспышках? // Письма в Астрон. ж-л. – 1982. – Т.8, № 8. – С. 500–505).
- Lozitska N. I., Lozitsky V. G. On the magnetic field strength in solar flare of 26 July 1981 // *Astron. Circular.* – 1982. – No. 1215. P. 1–4 (Лоцицкая Н. И., Лоцицкий В. Г. О напряженности магнитного поля в солнечной вспышке 26.07.1981 // *Астрон. Циркуляр.* – 1982. – № 1215. – С.1–4).
- Lozitska, N... and Lozitskij, V. Small-scale magnetic flux tube diagnostics in a solar flare // *Solar Physics.* – 1994. – Vol. 151, N.2. – P. 319–331.
- Lozitsky V. G. Magnetographic and spectral investigations of solar magnetic fields in Astronomical Observatory of Taras Shevchenko National University of Kyiv in 1975–1980 // *Vestnik Kyiv Univ., Astronomija.* – 2021. – No. 1(63). – P. 38–45 (Лоцицкий В. Г. Магнітографічні і спектральні дослідження сонячних магнітних полів в Астрономічній обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка у 1975–1980 рр. // *Вісник Київського національного університету імені Тараса Шевченка. Астрономія.* – 2021. – № 1(63). – С. 38–45).
- Lozitsky V. G. Pasechnik M. N. On magnetic fields in an active prominence measured by lines of different elements // *Vestnik Kyiv Univ., Astronomija.* – 1986. No. 28. – P. 40–43 (Лоцицкий В. Г., Пасечник М. Н. О магнитных полях в активном протуберанце, измеренных по линиям различных элементов // *Вестник Киевского университета, Астрономия.* – 1986. – Вып. 28. – С.40–43).
- Lozitsky V. G. Small-scale structure of solar magnetic fields // *Kinematika i Fizika Nebesnykh Tel.* – 1986. – Vol. 2, No. 1. – P. 28–35 (Лоцицкий В. Г. Мелкомасштабная структура солнечных магнитных полей // *Кинематика и физика небес. тел.* – 1986. – Т.2, № 1. – С.28–35).
- Lozitsky V. G. Superstrong magnetic fields in the solar atmosphere // *Kinematics and Physics of Celestial Bodies* – 1993. - Vol. 9, No. 3. - P. 18-25.
- Lozitsky V. G., Baranovsky E. A., Lozitska N. I., Leiko U. M. Magnetic field evolution in a solar flare // *Solar Physics.* – 2000. – Vol. 191, No.1. – P.171–183.
- Lozitsky V. G., Kurochka L. N., Lozitska N. I. Sign alternation of the high-altitude gradient of the magnetic field in a solar flare // *Astron. Journal.* – 1986. – V.63. – No. 4. – P. 814–816 (Лоцицкий В. Г., Курочка Л. Н., Лоцицкая Н. И. Знакопеременность высотного градиента магнитного поля в солнечной вспышке // *Астрономический журнал.* – 1986. – Т.63, № 4. – С.814–816).
- Lozitsky V. G., Lozitska N. I., Vlasenko V. I. Comparison of results of magnetic field measurements obtained using different methods // *Vestnik Kiev. Univ. Astronomija.* – 1985. No. 27. – P. 59–66 (Лоцицкий В. Г., Лоцицкая Н. И., Власенко В. И. Сравнение результатов измерений солнечных магнитных полей, полученных разными методами // *Вестник Киевского университета, Астрономия.* – 1985. – Вып. 27. – С.59–66).
- Lozitsky V. G., Tsap T. T. Empirical model of a small-scale magnetic element in the quiet region of the Sun // *Kinematics and Physics of Celestial Bodies.* – 1989. – Vol. 5, No. 1. – P. 50–58 (Лоцицкий В. Г., Цап Т. Т. Эмпирическая модель мелкомасштабного магнитного элемента спокойной области Солнца // *Кинематика и физика небес. тел.* – 1989. – Т.5, № 1. – С.50–58).
- Lozitsky V. G. Small-scale magnetic field diagnostics in solar flares using bisectors of $I \pm V$ profiles // *Advances in Space Research.* – 2015. – V. 55, Iss. 3. – P. 958–967.
- Parker E. N. Solar activity and classical physics // *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics.* – 2001. – Vol. 1, No. 2. – P. 99–124.
- Patterson A., Zirin H. Transient magnetic field changes in flares // *Astronomical Journ.* – 1981. – Vol.243, No.2. – Part 2, L99–L101.
- Rachkovsky D. N., Tsap T. T. The study of magnetic fields by the line-ratio method for places outside the active regions // *Izvestiia of the Crimea Astrophys. Obs.* – 1985. – Vol. 71. – P. 79–87 (Рачковский Д. Н., Цап Т. Т. Изучение магнитных полей методом отношения измеренных напряженностей в линиях вне активных областей // *Известия Крым. астрофиз. обсерватории.* – 1985. – Т.71. – С. 79–87).
- Schatzman E. Model of a force free field // *IAU Symp. No. 22 "Stellar and Solar Magnetic Fields".* – Amsterdam, 1965. – P.337.
- Solov'ev, A. A.; Lozitskii, V. G. Force-free model of fine-structure magnetic elements // *Kinematika i Fizika Nebesnykh Tel.* – 1986. – Vol. 2. – P. 80–84.
- Stenflo J. O. Collapsed, uncanceled, and hidden magnetic flux on the quiet Sun // *Astronomy & Astrophysics.* – 2011. – Vol. 529, id.A42, 20 pp.
- Stenflo J. O. Magnetic-field structure of the photospheric network // *Solar Physics.* – 1973. – Vol. 32, No 1. – P. 41–63.
- Unno W. Line formation of a normal Zeeman triplet // *Publ. of Astron. Society of Japan.* – 1956. – Vol. 8, P. 108–125.
- Yakovkin I. I., Lozitsky V. G. Signatures of superstrong magnetic fields in a limb solar flare from observations of the H_{α} line // *Advances in Space Research.* – 2022. – Vol. 69, Iss. 12. – P. 4408–4418.
- Yakovkin I. I., Veronig A. M., Lozitsky V. G. Magnetic field measurements in a limb solar flare by hydrogen, helium and ionized calcium lines // *Advances in Space Research.* – 2021. – Vol. 68. – P.1507–1518.
- Zirin H., Tanaka K. Magnetic transients in flares // *Preprint BBSO.* – 1981. – No. 203.– 24p.

Надійшла до редколегії 29.07.2022

V. Lozitsky, Dr Hab.
Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv, Ukraine

SPECTRAL INVESTIGATIONS OF SOLAR MAGNETIC FIELDS IN ASTRONOMICAL OBSERVATORY OF TARAS SHEVCHENKO NATIONAL UNIVERSITY OF KYIV IN 1981–1986

In the second five-year period of spectral studies of solar magnetic fields in Astronomical Observatory of the Taras Shevchenko National University of Kyiv (1981–1986), a number of important and interesting scientific results were obtained, which mainly concern magnetic fields in solar flares and beyond. In particular, based on the analysis of the Echelle Zeeman spectrograms obtained at the observatory during the international FBS/SERF program, it was shown that the effect of the "magnetic transient" according to the data of the BBSO observatory probably has a non-magnetic nature. Also, "kilogauss" magnetic fields (1–3 kG) were discovered and previously studied in solar flares, more precisely, in the region of intense emission in strong Fe I lines, which is formed in the upper photosphere and the temperature minimum zone. For a section of the photosphere of the active region without solar flares, observational evidences of the discreteness of local magnetic field intensities were obtained, which turned out to be equal to $\approx 4, 7$ and 13 kG. For the same area, indications of the existence of a moderately strong (up to ~ 1 kG) background magnetic field of mixed polarity were found. It was possible to explain these observational data theoretically within the framework of the linear force-free MHD model, according to which the central parts of small-scale magnetic structures with strong and discrete fields are surrounded by concentric regions with a sign-changing and weaker magnetic field. In a solar flare, a sign-changing height gradient of the longitudinal magnetic field was discovered and investigated, one of the reasons for which may be a significant deformation of the magnetic field of the shear type, which gradually weakened towards the end of the flare. In all the above-mentioned questions, the "last word" has not yet been said - they require thorough research in the future.

Key words: Sun, solar activity, solar flares, spectral studies, Zeeman effect, magnetic fields.