

терного файла, приведенные в табл. 4, могут отличаться друг от друга на 4–15 %.

Таким образом, для повышения точности определения коэффициентов ослабления и правильного восстановления профиля радиовсплеска в цифровом виде необходимо провести калибровку аттенюатора.

Автор выражает благодарность сотрудникам ИСЗФ В.В. Гречневу и В.Г. Занданову, а также сотруднику УАФО Б.А. Капустину, без советов и внимания которых данная работа не была бы сделана.

ЛИТЕРАТУРА

1. Андреев Н.Ю., Занданов В.Г., Михалина Ф.А. «Предварительные результаты наблюдений радиоизлучения Солнца в дециметровом диапазоне в Уссурийской астрофизической обсерватории» // Глобальные вариации Солнца и физика активных областей. Владивосток: Дальнаука, 1993. С. 3-13.
2. «Измеритель параметров антенн модуляционный». Техническое описание и инструкция по эксплуатации. Альбом 1. 1987. С. 34-104.
3. ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR_DATA/SOLAR_RADIO/FLUX/.
4. ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR_DATA/SOLAR_RADIO/BURSTS/PDF_Tables/.
5. <http://sunbase.nict.go.jp/solar/denpa/hirasDB/>.

В.Г. Лозицкий¹, Д.Г. Коломиец¹

ОСОБЕННОСТИ РАСЩЕПЛЕНИЯ ЗЕЕМАНОВСКОЙ π -КОМПОНЕНТЫ ЛИНИИ FeI 630,25 нм В СПЕКТРАХ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН И ВСПЫШЕК

ВВЕДЕНИЕ

Эффект расщепления зеемановской π -компоненты линии FeI 630,25 нм в спектре солнечных пятен впервые обнаружен А.Б. Северным [20]. Тогда этот эффект был объяснен существенной неоднородностью магнитного поля пятна, учитывая, что в однородном магнитном поле π -компонента должна быть (теоретически) нерасщепленной. Позже другие исследователи выявили новые важные особенности этого эффекта, и наиболее полно они описаны в монографии В.Н. Обридко [17]. Им отмечено, что эффект сводится к расщеплению π -компоненты обычного зеемановского триплета на две подкомпоненты, смещенные относительно центра линии, что не удается объяснить возможными инструментальными эффектами (инструментальная поляризация, рассеянный свет и т. п.). Основные характерные особенности этого явления таковы.

1. Величина расщепления π -компоненты, полученная по большому количеству индивидуальных измерений, составляет 1–2 пм (т. е. 10–20 мÅ).
2. Величина этого расщепления не зависит от знака магнитной поляризации, определенной по σ -компонентам.
3. Знак расщепления π -компоненты, как правило, противоположен знаку поля, определенного по σ -компонентам.

¹ Астрономическая обсерватория Киевского национального университета им. Тараса Шевченко, ул. Обсерваторная, 3, Киев, 04053, Украина.

4. Расстояние между субкомпонентами в 5–10 раз меньше, чем между σ -компонентами.
5. Величина расщепления π -компоненты растет с ростом магнитного поля пятна.
6. В параметре Стокса $I \pm V$ наблюдаются два максимума различной величины: большой максимум, сдвинутый относительно центра линии на расстояние, которое отвечает полю 20–30 сТл (т. е. 2000–3000 Гс), и малый максимум, сдвинутый в противоположную сторону на расстояние в 10 раз меньшее (что соответствует полю в 2–3 сТл).
7. Параметр Стокса V , описывающий циркулярно-поляризованную составляющую излучения, показывает характерную инверсию вблизи центра линии; вторичный максимум имеет противоположный знак по сравнению со знаком первичного максимума в этом же крыле линии.
8. Обратный максимум в 5–10 раз ближе к центру линии, чем первый максимум, и примерно соответствует расположению малого максимума в профилях $I \pm V$.
9. Обратный максимум V в 5–10 раз меньше, чем первичный максимум.
10. Ширина обратного максимума в 5–6 раз меньше, чем ширина первичного максимума.

Обнаружены весьма нечастые случаи обратного соотношения между полярностями расщепления по π - и σ -компонентам. Кюнцель и Штауде [23] показали, что этот эффект зависит от знака полярности пятна, а именно: расщепление π -компоненты, противоположное расщеплению всего триплета в целом (“+” эффект), встречается в пятнах северной полярности в 2 раза чаще, чем “-” эффект. Однако в пятнах южной полярности чаще встречается “-” эффект.

Барановым А.В. [1,2] выполнено сравнение картин расщеплений для линий с различными факторами Ланде и установлено, что подобные особенности возникают лишь в линиях с самыми большими факторами Ланде. По мнению В.Н. Обридко [17], наиболее вероятной причиной этих спектральных особенностей является мелкокомасштабная неоднородность магнитного поля, хотя влияние других

факторов (в частности, магнитооптического эффекта и инструментальной поляризации) считается изученным еще недостаточно.

Во всех предыдущих работах, насколько нам известно, не изучалось расщепление π -компоненты в местах солнечных вспышек. Поэтому целью нашей работы было исследование этого эффекта именно в солнечных вспышках и сравнение полученных данных с невоспыхечными областями.

МАТЕРИАЛ НАБЛЮДЕНИЙ

В нашей работе анализировались поляризационные спектрограммы четырех активных областей (см. таблицу).

Некоторые характеристики исследованных областей

№ п/п	Дата	Время, UT	Координаты	Примечания
1	24.07.1981	10:43–12:12	11°S, 01°W	Пятно S 27; Вспышка SF
2	19.07.2000	7:13	14°S, 15°E	Пятно N 18; Вспышка M 6.4/3N
3	17.07.2001	6:35:50– 7:56:00	16°N, 11°E	Пятно N22 без вспышек
4	18.05.2002	13:34	22°S, 24°W	Пятно S35 без вспышек

Спектрограммы вспышек баллов 3N и SF получены на эшелъном спектрографе горизонтального солнечного телескопа Астрономической обсерватории Киевского национального университета имени Тараса Шевченко (ГСТ АО КНУ) [6]. Инструментальный профиль этого спектрографа близок к теоретическому и имеет полуширину 3 пм в зеленой области спектра и 5 пм – в красной [8].

Спектры пятна 17.07.2001 г. получены на ГСТ АО КНУ с обычной (неэшелъной) дифракционной решеткой, имеющей 600 штр/мм и заштрихованную площадь 150×150 мм. Эта решетка дает более высокое спектральное разрешение ($\lambda/\Delta\lambda \approx 300\ 000$), чем

эшельная. Следует, однако, заметить, что сама по себе разрешающая способность еще не является полностью определяющей характеристикой при спектрально-поляризационных наблюдениях. Здесь важно и то, какую инструментальную поляризацию дают задействованные оптические элементы. В частности, для получения наиболее высокой разрешающей способности с обычной решеткой приходится использовать высокие порядки (4–5) и значительные углы дифракции (50–70°), близкие к углу Брюстера, т. е. угла полной поляризации отраженного света. Это значительно усиливает инструментальную поляризацию от дифракционной решетки. В противоположность этому, действующая в системе ГСТ АО КНУ эшельная решетка с 50 штр/мм и углом дифракции 30° имеет относительно невысокий уровень инструментальной поляризации, высокую концентрацию света в рабочих порядках и вдобавок вполне достаточную спектральную разрешающую способность ($\lambda/\Delta\lambda \approx 200\,000$). Это позволяет использовать более короткие экспозиции и изучать спектральные особенности с высоким разрешением.

Во всех случаях при фотографировании спектров перед входной щелью ставилась пластинка $\lambda/4$, а за этой щелью – призматический расщепитель из исландского шпата, что давало возможность регистрировать $I_{\pm V}$ профили Стокса. Спектры получены на фотопластинках ORWO WP1 и WP3 при экспозициях от 2,5 до 30 с для эшельного спектрографа и до 60 с для обычного дифракционного спектрографа.

Спектры одного и того же места большого пятна 24.07.1981 г. (его диаметр был 80") фотографировались 4 раза с интервалом около 30 мин. Это пятно имело южную (S) полярность с магнитным полем около 27 сТл. Во время второй экспозиции (в 11:12 UT) в тени пятна была замечена слабая вспышка балла **SF**. В моменты последующих экспозиций (11:41, 12:12 UT) вспышка уже закончилась и линия Na имела практически тот же вид, что и до вспышки.

Большая мощная вспышка 19.07.2000 г. балла M6,4/3N длилась довольно долго (с 6:50 до 8:30 UT), но в этой работе исследуется лишь для момента 7:56 UT, близкого к ее максимальной фазе. В отличие от предыдущего материала солнечное пятно было здесь се-

верной полярности, значительно меньшим по размерам (около 20"), а его магнитное поле было слабее – 18 сТл.

Пятно 17.07.2001 г. северной полярности имело диаметр 40" и находилось приблизительно на том же расстоянии от центра диска, что и упомянутое выше пятно. Это пятно фотографировалось с 6:35 по 7:56 UT с интервалом 5–6 мин (всего сделано 15 экспозиций).

Пятно 18.05.2002 г. имело диаметр 50" и довольно сильное магнитное поле (35 сТл), при котором совершенно отчетливо в спектре наблюдалось полное разделение π - и σ -компонент линии FeI 630,25 нм. Именно такой случай, как будет показано ниже, весьма полезен в анализе вопроса, которому посвящена данная работа.

Дрожание изображения во время фотографирования спектров было в пределах 3–5" , и заметных изменений качества изображения с течением времени не отмечалось. Поскольку видимые размеры пятен значительно превышали масштаб дрожания изображения, можно ожидать, что возможные изменения дрожания с течением времени не сильно повлияли на наши результаты. В частности, Н.Н. Степанян [21] показано, что для пятен с диаметром 20" даже значительное ухудшение качества изображения незначительно изменяет результаты измерений: например, при уменьшении контраста изображение в 2 раза измеренное поле уменьшается лишь на несколько процентов.

Для анализа полученных спектров осуществлялась фотометрия линии Fe 630,25 нм вместе с соседними теллурическими линиями O 2. Взаимная привязка по длинам волн $I+V$ и $I-V$ профилей выполнялась путем совмещения теллурических линий в обеих поляризациях. Точность такой привязки, как правило, не хуже 0,2 пм, что в итоге дает точность измерений поля около $\pm 0,5$ сТл.

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ, ИЗМЕРЕННОЕ ПО σ -КОМПОНЕНТАМ

Зеемановское расщепление $\Delta\lambda_H$, измеренное при полном спектральном разделении π - и σ -компонент, позволяет определить модуль величины поля B по известной формуле:

$$\Delta\lambda_H = 4,67 \cdot 10^{-8} g \lambda^2 B, \quad (1)$$

где g – фактор Ланде, λ – длина волны в нм, а индукция магнитного поля B дана в Тл.

Измеряя относительное положение в спектре σ -компонент $2\Delta\lambda_H$, можно определить величину B непосредственно по формуле (1). Таким образом по линии FeI 630,25 нм ($g = 2,49$ [3]) было получено значение B в пределах 24–29 сТл для пятна 24.07.1981 г., 18 сТл для пятна 19.07.2000 г. и около 22 сТл для пятна 17.07.2001 г.. Следует отметить, что в всех трех случаях π - и σ -компоненты видны на спектрограммах визуально разделенными, хотя, как показала детальная фотометрия, фактически всегда имело место некоторое перекрытие (блендирование) крыльев этих компонент. Это иллюстрирует *рис. 1*, где показана типичная картина расщепления исследованной солнечной линии вместе с теллурическими линиями-соседями O_2 с длинами волн 630,2000 и 630,2764 нм. В центре солнечной линии Fe 630,25 нм видно слабую π -компоненту, которая также выглядит расщепленной, причем магнитная полярность этого расщепления здесь такая же, как и у σ -компонент (“-” эффект). На рисунке расстояние между расщепленными субкомпонентами в картине π -компоненты равно 2,5 пм, т. е. среднее расстояние каждой из них от центра линии равно 1,25 пм.

В пятне 24.07.1981 г. отмечалось увеличение величины магнитного поля на протяжении 2 ч наблюдений: сначала поле в этом пятне было близким к 24 сТл, а в конце наблюдений - 29 сТл. Скорее всего эти изменения были реальными, поскольку они значительно превышают возможный инструментальный эффект (“дневной ход” измеренного поля). Ранее Н.И. Лозицкой [7] было обнаружено, что “дневной ход” на нашем инструменте действительно существует, однако его характеристики таковы, что для случая пятна 24.07.1981 г. он не должен превышать 1 сТл.

В пятне 17.07.2001 г. выявлены относительно небольшие (в пределах 20–23 сТл) изменения магнитного поля со временем. Частично они могли возникнуть из-за “дневного хода” магнитного поля, а также вследствие неточного наведения на одно и то же место пятна. Такое наведение делалось каждый раз в отдельности визуально и вручную, поскольку применение используемого на ГСТ АО КНУ фотоэлектрического гида едва ли дало бы более высокую точность:

действие гида базируется на “привязке” к изображению края солнечного диска, а за время наблюдений (вследствие вращения Солнца вокруг оси) это привело бы к наведению на явно другие участки пятна.

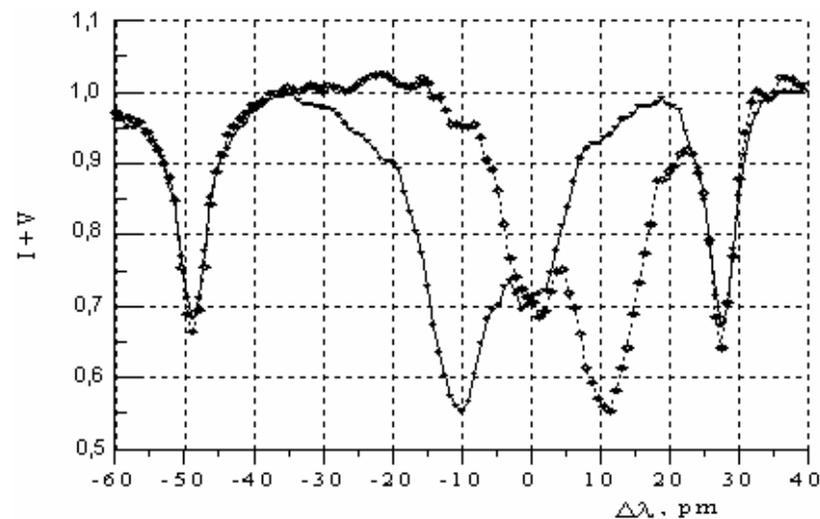


Рис. 1. Найденные из наблюдений профили Стокса $I\pm V$ линии Fe 630,2499 нм в пятне 24.07.1981 г. (см. текст)

В приведенном ниже анализе мы не акцентируем внимание на некоторой неопределенности временных изменений магнитного поля, найденных по расщеплению σ -компонент. Для нас более важным является прежде всего то, что оба спектра $I+V$ и $I-V$ относятся строго к одному и тому же месту на Солнце, и таким образом обеспечивается жесткая спектральная “привязка” каждой σ -компоненты к π -компоненте. Такая привязка стала возможной благодаря использованию в качестве анализатора поляризации призмы-расщепителя (аналог призмы Волластона) и пластинки $\lambda/4$. Это дает изображение спектра в ортогональных круговых поляризациях для строго одних и тех же участков на поверхности Солнца. Если бы мы использовали, как это принято при наблюдениях по Службе Солнца, поляризационную мозаику

комбинации с пластинкой $\lambda/4$, то это давало бы спектры $I+V$ и $I-V$ для различных участков на Солнце. Вследствие этого на результаты измерений влиял бы эффект Эвершеда, поскольку его величина в общем случае различна для разных участков пятна. В нашем же случае влияние эффекта Эвершеда на результаты измерений полностью отсутствует.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ОБЛАСТИ π -КОМПОНЕНТЫ

Детальное изучение описанного выше материала наблюдений показало, что из 44 исследованных профилей $I+V$ и $I-V$ достоверное (больше 1 пм) спектральное расщепление π -компоненты было по крайней мере в $\approx 30\%$ случаев. Наибольшая величина расщепления достигала 2,8 пм, т. е. среднее расстояние от центра каждой из субкомпонент (в картине π -компоненты) составляло при этом 1,4 пм.

Были отмечены случаи как одинаковой магнитной полярности для π - и σ -компонент (эффект “-”), так и противоположной (эффект “+”). Как отмечалось выше, в научной литературе [18] описаны оба случая, однако случай “-” встречается реже, чем “+”. На нашем же материале получена обратная ситуация: число случаев типа “-” было несколько большим, чем “+”. Можно предположить, что это связано с тем, что у нас значительная часть данных касалась областей солнечных вспышек. По крайней мере, во время вспышек нами регистрировалось расщепление лишь типа “-”, тогда как вне вспышек – как типа “+”, так и “-”.

Важно подчеркнуть, что все достоверные эффекты типа “+” давали у нас характерную инверсию параметра V вблизи центра линии, при которой вторичный максимум (т. е. локальный пик параметра V) имел противоположный знак по сравнению со знаком первичного максимума в том же крыле линии. Это иллюстрирует *рис. 2* для случая пятна 18.05.2002 г., которое имело довольно сильное поле $B = 35$ сТл южной полярности.

В противоположность этому, профили V для “-” эффекта не показывают никаких отчетливых особенностей вблизи центра линии. В частности, в них не наблюдалось (как можно было ожидать) дополнительных вторичных узких пиков той же полярности, что и для ос-

новной картины расщепления. В последнем случае имела место лишь некоторая задержка в нарастании интенсивности круговой поляризации в данном крыле линии, типичная (согласно теории [25]) для таких магнитных расщеплений, которые по величине превосходят полуширину спектральной линии.

Сравнение профилей V линии FeI 630,25 нм с аналогичными профилями соседней менее чувствительной к магнитному расщеплению линии FeI 630,15 нм ($g = 1,669$ [3]), полученными для тех же участков на Солнце, показало, что у линии FeI 630,15 нм никаких особых эффектов вблизи центра линии не возникает. Это вполне согласуется с выводами А.В. Баранова [1] о том, что эффект расщепления π -компоненты обнаруживается лишь у линий с наибольшей магнитной чувствительностью, а при переходе к линиям меньшей чувствительности исчезает.

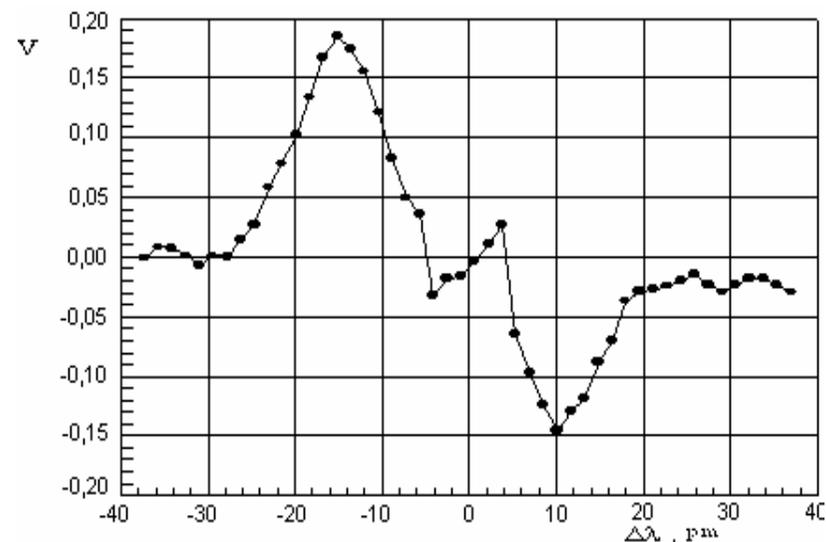


Рис. 2. Найденный из наблюдений профиль стоксового параметра V исследованной линии в пятне 18.05.2002 г. с магнитным полем $B = 35$ сТл южной (S) полярности. Видно, что вблизи центра линии наблюдается изменение знака параметра V , что возможно при наличии в пятне пространственно неразрешимых магнитных элементов противоположной (N) полярности

Было обнаружено, что магнитные поля B_σ и B_π , измеренные по расщеплению σ - и π -компонент в одних и тех же участках пятен, в некоторых случаях изменяются коррелировано. Например, в центральной части ядра большого пятна 24.07.1981 г. наблюдалось такое соотношение: чем больше B_σ , тем больше в среднем и B_π (рис.3). Подобное соотношение наблюдалось и для изменений B_σ и B_π в пятне 17.07.2001 г.

Следует отметить, что проблема реальных изменений магнитного поля во вспышках является очень важной и сложной (см., напр., [20, 24]), и потому всякие новые данные, в особенности полученные спектрально-поляризационным методом по линиям с максимально высокой магнитной чувствительностью (таким, как линия FeI 630,25 нм), являются весьма желательными.

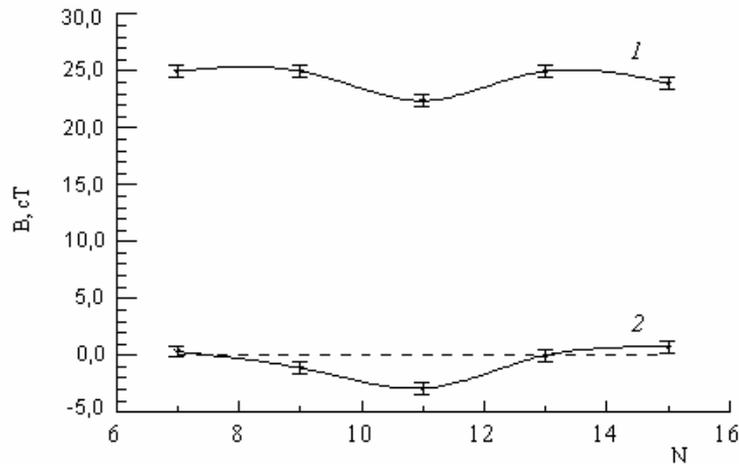


Рис. 3. Изменение вдоль щели спектрографа (в различных местах на Солнце, но в один момент времени) магнитных полей B_σ (1) и B_π (2) в пятне 24.07.1981 г. Интервал по оси абсцисс между соседними точками на графике равен 1,5 с дуги, или 1100 км

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ

Несмотря на то что еще 20 лет назад было показано [18], что рассеянный свет не может дать весь набор тех особенностей, который

характерен для эффекта расщепления π -компоненты, даже сейчас среди некоторых специалистов существует определенное непонимание неизбежности этого вывода и высказываются сомнения относительно его правомерности. Это заставляет авторов статьи еще раз рассмотреть проблему “с самого начала”, точнее, начиная с тех основных моментов диагностического характера, которые проливают свет на природу выявленных особенностей.

В общем случае влияние рассеянного света следует рассматривать для структурно-неоднородной модели солнечного пятна. Предположим, магнитное поле в солнечном пятне является двухкомпонентным: имеется фоновое поле B_b , в которое “вкраплены” мелкомасштабные элементы с магнитным полем B_f . Пусть S – доля рассеянного света, α – фактор заполнения площади апертуры маломасштабными структурами. Обозначим через $I_f(\lambda)$ и $I_{c,f}$ истинный профиль спектральной линии и интенсивность континуума в мелкомасштабных структурах, через $I_b(\lambda)$ и $I_{c,b}$ – аналогичные характеристики для фонового поля, а через $I_s(\lambda)$ и $I_{c,s}$ – те же параметры для рассеянного света. Тогда найденный из наблюдений профиль Стокса I , обозначенный ниже через $I_{obs}(\lambda)$, отнесенный к уровню локального наблюдаемого континуума $I_{c,o}$, можно вычислить по формуле [22]

$$\frac{I_{obs}(\lambda)}{I_{c,o}} = (1-S) \left\{ \alpha \frac{I_{c,f}}{I_{c,o}} \frac{I_f(\lambda)}{I_{c,f}} + (1-\alpha) \frac{I_{c,b}}{I_{c,o}} \frac{I_b(\lambda)}{I_{c,b}} \right\} + S \frac{I_{c,s}}{I_{c,o}} \frac{I_s(\lambda)}{I_{c,s}}, \quad (2)$$

Тогда, аналогично, для параметра Стокса V :

$$\frac{V_{obs}(\lambda)}{I_{c,o}} = (1-S) \left\{ \alpha \frac{I_{c,f}}{I_{c,o}} \frac{V_f(\lambda)}{I_{c,f}} + (1-\alpha) \frac{I_{c,b}}{I_{c,o}} \frac{V_b(\lambda)}{I_{c,b}} \right\} + S \frac{I_{c,s}}{I_{c,o}} \frac{V_s(\lambda)}{I_{c,s}}. \quad (3)$$

Поскольку при использовании анализатора круговой поляризации непосредственно из наблюдений находятся комбинации параметров

$$\frac{I_{obs}(\lambda) \pm V_{obs}(\lambda)}{I_{co} \pm I_{co}}, \quad (4)$$

следует рассчитать соответствующие линейные комбинации профилей I и V на основе формул (2)–(4), а не ограничиваться одной лишь формулой (2).

Для иллюстрации основного эффекта, возникающего под влиянием рассеянного света, рассмотрим такую упрощенную ситуацию. Пусть мелкомасштабная компонента вообще не существует ($\alpha = 0$), а магнитное поле является чисто продольным (угол наклона поля $\gamma = 0^\circ$) – тогда не существует и зеемановской π -компоненты. Заметим, что последнее предположение правдоподобно для нас хотя бы потому, что все исследованные пятна были недалеко от центра диска – следовательно, магнитное поле в них можно ожидать близким к продольному.

Рисунок 4 иллюстрирует некоторые результаты выполненных нами расчетов при таких предположениях. Считалось, что магнитное поле в пятне равно 22 сТл, а отношение $I_{c,b} / I_{c,o} = 0,1$, т. е. яркость в континууме была снижена в 10 раз, что соответствует ядру солнечного пятна [18].

Кривая 1 показывает форму “фиолетовой” σ -компоненты при отсутствии влияния рассеянного света ($S = 0$). Кривая 2 вычислена в предположении, что имеется незначительная часть рассеянного света ($S = 0,05$), причем профиль рассеянного света по ширине и форме такой же, как и профиль I , т. е. профиль σ -компоненты. Видно, что здесь еще не возникает эффекта “расщепления π -компоненты”. Но такого эффекта не возникает и при $S = 0,1$, т. е. при значительно более сильном влиянии рассеянного света. Можно несколько приблизить теоретическую картину расщепления к наблюдаемой, если предположить большее магнитное поле в пятне (например, 30 сТл), однако, поскольку нами наблюдались четкие картины расщепления центрального компонента даже при полях 18–22 сТл,

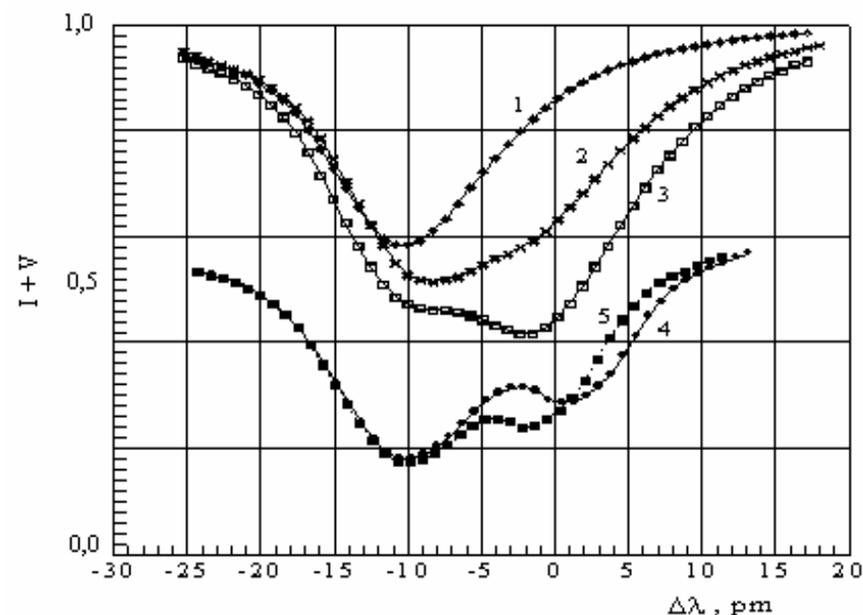


Рис.4. Теоретические $I + V$ профили спектральной линии FeI 630,25 нм (“фиолетовая” σ -компонента) в однородном продольном магнитном поле $B = 22$ сТл, соответствующие различным случаям влияния рассеянного света (см. текст)

следует все-таки добиваться подобной картины при не слишком больших магнитных полях.

Здесь следует заметить, что вообще профиль рассеянного света должен быть больше широким, чем профиль σ -компоненты. Действительно, этот профиль определяется рассеянным светом из окружающей ядра пятна, включая тень пятна, ее полутень, а также окружающую фотосферу. Во всех этих местах величина магнитного поля различна, следовательно, при формировании итогового профиля соответствующие спектральные вклады будут попадать на различное расстояние от ядра линии (так как имеют различные зеемановские расщепления), а это существенным образом расширит профиль линии – и относительно фотосферного, и относительно профиля в пятне. Однако, как показывают вычисления и как это нетрудно по-

нять качественно, это дополнительное расширение возможного профиля рассеянного света тем более “замажет” всю картину расщепления и тем более не даст узкой расщепленной особенности в ядре линии.

Профили 4 и 5 рассчитывались в предположении, что ширина дополнительного профиля, который суммируется с σ -компонентой, составляет лишь 60 % от ширины профиля σ -компоненты. Здесь профиль 4 отвечает реальному “+”-эффекту величиной 2 пм, а профиль 5 – нулевому (в действительности) сдвигу указанного профиля “рассеянного” света относительно центра ($\Delta\lambda = 0$).

Мы видим, что, во-первых, картина деформированных таким образом σ -компонент очень напоминает наблюдаемую и, во-вторых, между реальным положением в спектре узкого компонента и ее видимым размещением в суммарном профиле возникает довольно ощутимое различие. Это различие возникает потому, что узкий компонент попадает на крутую часть крыла σ -компоненты, в область большого градиента интенсивности (наклона крыла линии). Это перераспределяет интенсивность при суммировании профилей и смещает видимый “центр тяжести” узкого профиля в сторону центра более интенсивной σ -компоненты. Очевидно, этот эффект должен зависеть от локального градиента интенсивности в профиле σ -компоненты, т. е. от расстояния между фактическими “центрами тяжести” как широкого, так и узкого профилей.

Рисунок 5 показывает рассчитанную нами величину фиктивного сдвига $\delta\lambda$ между реальным и наблюдаемым “центром тяжести” узкого компонента в зависимости от расстояния d между фактическими “центрами тяжести” обоих профилей (широкого и узкого).

Из рис.5 видно, что этот эффект достигает 2 пм при $d = 8$ пм, что отвечает $B \approx 18$ сТл. Кстати, как раз таким было магнитное поле в пятне 19.07.2000 г., в котором во время вспышки довольно хорошо наблюдался “-” эффект. Из рисунка видно также, что при $d > 16$ пм (т. е. при $B > 36$ сТл) величина фиктивного сдвига центрального компонента становится настолько малой, что им можно пренебречь (исходя из реальной точности измерений).

Из приведенного рассмотрения можно сделать такие выводы.

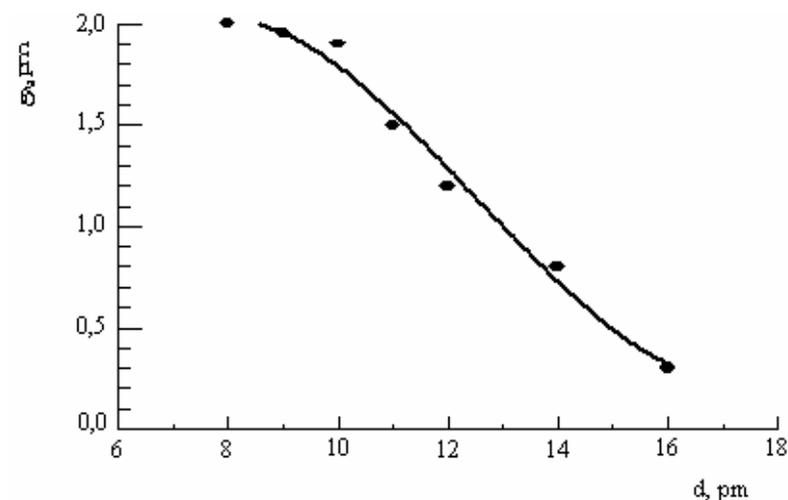


Рис.5. Рассчитанная величина фиктивного сдвига $\delta\lambda$ центрального компонента (подобного к показанному профилями 4 и 5 на рис. 3) в зависимости от расстояния d между действительными “центрами тяжести” обоих компонент

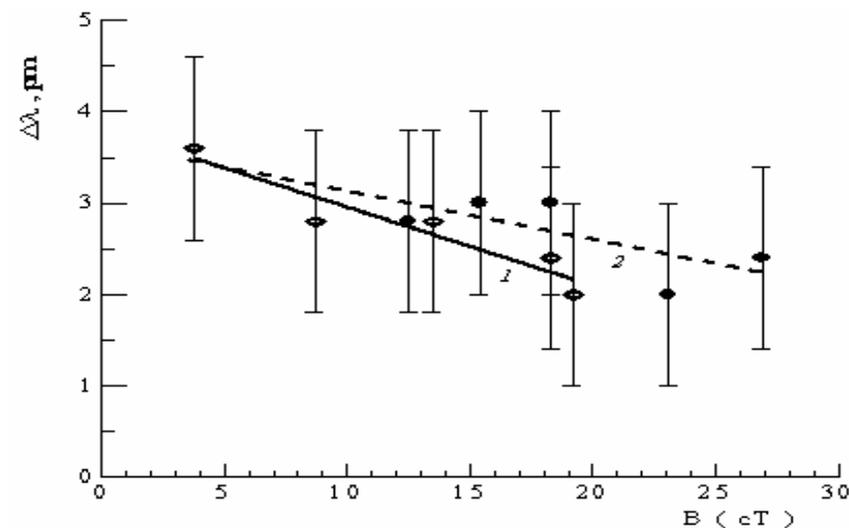


Рис.6. Найденная в работе [14] зависимость действительных полуширин $\Delta\lambda$ спектральных линий Fe от величины магнитного поля B для вспышки 16 июня 1989 г.: 1 – для 5:31.5 UT, 2 – 5:38 UT

Деформирование зеемановских σ -компонент рассеянным светом *не дает* видимого в $I \pm V$ спектрах расщепления центрального компонента. Такое расщепление, отмеченное многими наблюдателями и на многих инструментах, свидетельствует о существовании в пятне мелкомасштабных (субтелескопических) участков, в которых *существенным образом сужены профили* спектральных линий. Фактическое магнитное поле в этих участках должно быть невысоким – в 5–10 раз более слабым, чем основное фоновое поле.

Именно к такому выводу склонялся (в очень осторожной форме) А.В. Баранов еще 30 лет назад [1,2]. Он пришел к заключению, что можно синтезировать подобные наблюдаемым теоретические профили (при условии двукомпонентной структуры магнитного поля), но лишь в предположении, что слабый компонент имеет противоположную полярность и в 2 раза меньшую доплеровскую ширину. Очевидно, это тогда казалось неправдоподобным. Может ли более слабое поле давать меньшую доплеровскую ширину, т. е. меньшую скорость турбулентных движений, чем сильное поле? Скорее – все должно быть наоборот.

На наш взгляд, новые данные о мелкомасштабных магнитных полях полностью снимают это противоречие. Оказалось, в частности, что в мелкомасштабных структурах солнечных вспышек и неспышечных областей *всегда* сильно сужены профили спектральных линий [10-16]. Оказалось также, что действительная ширина профилей линий Fe I в мелкомасштабных структурах солнечных вспышек слабо меняется с величиной магнитного поля (*рис. б*).

Хотя при переходе от сильных полей (≈ 25 сТл) к умеренным (≈ 5 сТл) полная ширина линий, вероятно, увеличивается от 2,5 до 3,5 пм, она все-таки остается исключительно малой во всем том диапазоне полей, которые измеряются в пятнах и по расщеплению σ -компонент, и по расщеплению π -компоненты (напомним, что наиболее узкие линии Fe I имеют в невозмущенной фотосфере полную полуширину около 10 пм).

На основании этого в работе [12] был сделан вывод, что на турбулентную скорость в замагниченной плазме существенным образом влияет не только напряженность магнитного поля, но и его масштаб. С этой точки зрения существенное снижение турбулентной

скорости в мелкомасштабных элементах солнечных пятен (до уровня, необходимого для объяснения эффектов расщепления π -компоненты – *рис. 4*) является вполне закономерным. Возможно, в мелкомасштабных элементах турбулентность просто не “развивается”, так как соответствующие силовые трубки слишком “тонки” для нее. В сильном же фоновом поле пятна масштаб поля килогауссовой величины значительно больше, чем в мелкомасштабных элементах, и там турбулентность развивается. Вдобавок, в тени пятен существенно возрастает коэффициент поглощения в линии [2], а это также расширяет профили σ -компонент.

Нами была проверена возможность объяснения полученных результатов наличием сильного непродольного магнитного поля. Были рассчитаны $I \pm V$ профили Стокса для линии Fe 630,25 нм на основе теории Унно [25]. Оказалось, что когда $v_H = 1,7-2,0$ и $\gamma = 75-80^\circ$ (здесь $v_H = \lambda_H/\lambda_D$, где λ_D – доплеровская полуширина линии, γ – угол между лучом зрения и силовой линией), то возникают эффекты в области π -компоненты, очень похожие на найденные из наблюдений, но только типа “+”. Вместе с тем даже в этом случае теоретические профили V -параметра Стокса всегда имеют однократную инверсию (переход через нуль), и лишь один положительный и один отрицательный пик этого параметра. В противоположность этому, наблюдаемые V -профили (для эффекта типа “+”) имеют трехкратную инверсию, и для них наблюдается два отрицательных и два положительных пика V -параметра. Таким образом, классический случай однородного магнитного поля [24], не позволяет объяснить эффект типа “+”, а тем более “-”.

Аномальная дисперсия, как это впервые показано в работе [19], также существенно влияет на V -профили. На основе данных работы [17] можно сделать вывод, что аномальная дисперсия может давать вблизи ядра линии тройную инверсию V -параметра с двумя отрицательными и двумя положительными пиками. Тогда в $I \pm V$ профилях будет наблюдаться некоторый аналог того эффекта, которые показывают наблюдения, т. е. расщепление π -компоненты

со сдвигом ее в противоположном направлении по отношению к σ -компоненту.

В целом же, учет аномальной дисперсии позволяет объяснить эффект типа “+” чисто однородным и сильно наклоненным к лучу зрения полем. В нашем же случае, как было сказано выше, магнитное поле таким не было – скорее всего оно было близким к продольному ($\gamma \approx 0^\circ$).

Сказанное не касается эффекта типа “-”, когда наблюдается также два положительных и два отрицательных пика V -параметра, но каждая пара пиков данного знака находится по одну сторону от центра линии (аномальная дисперсия дает второй пик данного знака по другую сторону от центра линии). Поэтому должны быть рассмотрены другие возможные эффекты.

Определенное влияние на профиль линий в области π -компоненты может оказывать инструментальная поляризация. Вопрос ее влияния на профиль линии рассматривался детально во многих работах и в частности В.М. Кувшиновым [4,5]. Он показал, что при сильной инструментальной поляризации появляется значительная асимметрия (прежде всего различие между амплитудами) для “красного” и “синего” пиков V -параметра, но также без соответствующих особенностей в центре линии. Возникает сомнение относительно инструментальной поляризации и более общего характера. Инструментальная поляризация зависит в основном от взаимной ориентации плоскостей зеркал целостата и потому меняется с течением времени очень медленно. Поэтому такие довольно быстрые (и иногда немонотонные изменения), которые наблюдались нами во вспышках 24.07.1981 г. и 17.07.2001 г., едва ли могут быть обусловлены инструментальной поляризацией.

ВЫВОДЫ

1. В спектрах четырех солнечных пятен за 24.07.1981 г., 19.07.2000 г., 17.07.2001 г. и 18.05.2002 г. выявлены характерные особенности в $I \pm V$ профилях линии Fe 630,25 нм вблизи ее центра, которые можно трактовать как известный эффект “расщепления π -

компоненты”. Достоверные ($>3\sigma$) проявления этого эффекта зарегистрированы в 30 % случаев.

2. Отмечено два типа расщепления π -компоненты: “-” – случай, когда направление расщепления π -компоненты в спектре соответствует σ -компонентам (для данного знака круговой поляризации), и “+” – случай, когда π -компонента смещается в противоположную сторону (по длине волны) относительно направления смещения σ -компонент.

3. В двух солнечных вспышках баллов S и 3 зарегистрирован лишь случай “-”, тогда как в невопых участках пятен регистрировались случаи как “+”, так и “-”.

4. Можно объяснить теоретически (влиянием аномальной дисперсии при сильном непродольном поле) лишь эффект типа “+”, но не “-”. Подобные эффекты не может давать ни рассеянный свет, ни инструментальная поляризация. Наиболее вероятной причиной возникновения названных эффектов является субтелескопическая структура магнитного поля в солнечном пятне. В пользу этого свидетельствует небольшая ширина пиков в области π -компоненты, что как раз типично для мелкомасштабных магнитных полей – и во вспышках, и вне вспышек [10–16].

5. Учитывая эффект фиктивного смещения положения центрального компонента (рис. 4 и 5) вследствие слияния его с крутым крылом σ -компоненты, можно ожидать, что на нашем материале наблюдений, где расщепление π -компоненты достигало 2,8 пм (против 1–2 пм согласно В.Н. Обридко [17]), эффекта типа “-” в действительности вообще не было. То есть, выявленные непосредственно на регистраграммах спектров $I \pm V$ видимые смещения π -компоненты на величину $\pm 1,4$ пм легко объясняются в предположении, что на самом деле там имел место лишь эффект типа “+”. Это соответствует лишь *противоположной полярности* в мелкомасштабной компоненте с более слабым полем. В этом случае выявленные во вспышках эффекты типа “-” просто означают, что во время вспышек магнитное поле противоположной полярности всегда ослабевало по абсолютной величине (на 2–3 сТл), но не изменяло свою магнитную полярность.

ЛИТЕРАТУРА

1. Баранов А.В. О расщеплении π -компонента магнитоактивных линий в спектрах солнечных пятен // Солнечные данные. 1974. № 6. С. 66-71.
2. Баранов А.В. О природе расщепления π -компонента магнитоактивных линий в спектрах солнечных пятен // Солнечные данные. 1974. № 7. С. 100 - 105.
3. Земанек Е.Н., Стефанов А.П. Расщепление некоторых спектральных линий FeI в магнитном поле // Вест. Киев. ун-та. Сер. астроном. 1976. Вып. 18. С. 20-36.
4. Кувшинов В.М. О влиянии инструментальной поляризации на измерения продольных магнитных полей звезд с магнитографом // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1974. Т. 50. С. 52 - 56.
5. Кувшинов В.М. Учет инструментальных эффектов при фотоэлектрических измерениях круговой поляризации // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1977.- Т. 56. С.153 - 157.
6. Курочка Е.В., Курочка Л.Н., Лозицкий В.Г., Лозицкая Н.И., Остапенко В.А., Полупан П.Н., Романчук П.Р., Россада В.М. Горизонтальный солнечный телескоп Астрономической обсерватории Киевского университета // Вест. Киев. ун-та. Сер.астроном. 1980. Вып. 22. С.48-56.
7. Лозицкая Н.И. О некоторых причинах занижения визуальных измерений напряженности магнитных полей солнечных пятен // Вест. Киев. ун-та, Сер. астроном. 1983. Вып. 25. С. 31-35.
8. Лозицкая Н.И., Лозицкий В.Г. Об инструментальном контуре эшелювого спектрографа горизонтального солнечного телескопа Астрономической обсерватории Киевского университета // Вест. Киев. ун-та, Сер. астроном. 1982. Вып. 24. С. 41-44.
9. Лозицкий В.Г. О калибровке магнитографических измерений с учетом пространственно неразрешимых неоднородностей // Physica Solariter., Potsdam. 1980. N. 14. P.88-94.
10. Лозицкий В.Г. Наблюдения магнитных полей напряженностью в несколько тесла в солнечных вспышках // Кинематика и физика небес. тел. 1998. Т.14. № 5. С.401-414.
11. Лозицкий В.Г. Діагностика маломасштабних магнітних полів у двох сонячних спалахах різної потужності // Вісник. Київський ун-т ім. Т.Шевченка. Астрономія. 2001. Вип.37. С.38-43.
12. Лозицкий В.Г. Сильні магнітні поля в маломасштабних структурах та спалахах на Сонці: Атореф. дис. д-ра фіз.-мат.наук: 01.03.03 // ГАО НАНУ. Київ. 2003. 28с.
13. Лозицкий В.Г., Гордовський М.Ю. Звуження емісій ліній заліза в спектрах сонячних спалахів // Тези Третьої наукової конференції “Вибрані питання астрономії та астрофізики”, присвяченої пам’яті Богдана Бабія (1936-1993), 1-5 квітня 2002. Львів: Львівськ. Націон. Ун-т ім. Івана Франка, 2002. С. 55.
14. Лозицкий В.Г., Лозицка Н.І., Гордовський М.Ю. Спостереження аномально вузьких емісій ліній металів у сонячних спалахах // Вісник. Київський ун-т ім. Т.Шевченка. Астрономія. 1999. Вип.35. С. 17-21.
15. Лозицкий В.Г., Цан Т.Т. Эмпирическая модель мелкомасштабного магнитного элемента спокойной области Солнца // Кинематика и физика небес. тел. 1989. Т.5. № 1. С. 50-58.
16. Лозицкий В.Г., Шеминова В.А. Влияние аномальной дисперсии на изменения магнитных полей методом отношения линий // Кинематика и физика небес. тел. 1992. Т.8. № 1. С. 12-29.
17. Обридко В.Н. Солнечные пятна и комплексы активности. М.: Наука, 1985. 256 с.
18. Пасечник М.Н. Яркость рассеянного света Солнца в различных длинах волн в Киеве // Вест. Киев. ун-та, Сер. астроном. 1980. Вып.22. С. 46 - 48.
19. Рачковский Д.Н. Учет аномальной дисперсии в теории образования линий в магнитном поле // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1967. Т. 37. С. 56-61.
20. Северный А.Б. О магнитных полях на разных глубинах солнечной атмосферы // Астроном. ж. 1966. Т. 43. Вып. 3. С. 465-479.
21. Степанян Н.Н. Влияние контраста солнечного изображения на фотографические измерения магнитных полей пятен // Солнечные данные. 1972. № 1. С. 91-94.
22. Koutchmy S., Stellmacher G. Photospheric faculae. II. Line profiles and magnetic field in the bright network of the quiet Sun // Astron. and Astrophys. 1978. Vol. 67, N 1. P. 93-102.
23. Künzel H., Staude J. The anomalous splitting of the π -component of a Zeeman triplet in sunspot umbrae and suggestions for its interpretation // Astron. Nachrichten. 1975. V. 296, N 4. P. 171-176.
24. Lozitsky V.G., Baranovsky E.A., Lozitska N.I., Leiko U.M. Observations of magnetic field evolution in a solar flare // Solar Physics. 2000. Vol. 191, N 1. P. 171-183.
25. Unno W. Line formation of a normal Zeeman triplet // Publ. Astron. Soc. Japan. 1956. Vol. 8. P. 108-125.