

## АНАЛИЗ ПРОФИЛЕЙ СТОКСА СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ СО СЛОЖНОЙ СТРУКТУРОЙ РАСЩЕПЛЕНИЯ И ПРОБЛЕМА ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В СОЛНЕЧНОМ ПЯТНЕ

Измерение магнитных полей солнечных пятен по различным линиям поглощения имеет две основные цели: определение вертикального градиента магнитного поля и изучение неоднородности поля в горизонтальной плоскости. Подробное описание основных итогов подобных работ дано в монографии В.Н. Обридко [5]. Отметим, что, несмотря на большое количество выполненных после исследований, кардинальных изменений описанной в [4] картины не произошло.

В большинстве посвященных этим вопросам работ при измерениях магнитного поля исследователи отдают предпочтение магнитоактивным линиям с простой триплетной структурой и большим фактором Ланде  $g$  (см., напр., [2]), хотя есть работы, где использованы линии с многокомпонентным магнитным расщеплением [8, 9]. В последнем случае всегда есть сложности определения напряженности магнитного поля, связанные как с теоретическими расчетами профилей Стокса подобных линий, так и с прямыми измерениями положения  $\sigma$ -компонент или центра тяжести групп  $\sigma$ -компонент линий на поляризационных спектрограммах.

Визуальный просмотр поляризационных спектрограмм солнечных пятен показывает, что линий, имеющих видимое разделение компонент расщепления, намного больше, чем триплетных линий с большим расщеплением.

На наш взгляд, их корректное использование за счет большего количества подобных линий дает возможность существенно повысить информативность спектрограмм и точность измерений степени неоднородности магнитного поля. Поэтому нами была поставлена задача изучения некоторых особенностей параметров Стокса ряда магнитоактивных линий со сложным расщеплением.

Наблюдения проведены в течение 1989 г. на горизонтальном солнечном телескопе АЦУ-5 Уссурийской астрофизической обсерватории ДВО РАН, в четвертом порядке спектрографа АСП-20, при дисперсии  $2,57 \text{ мм/Å}$ . Получены поляризационные спектрограммы ряда пятен в спектральной области  $\lambda\lambda 6210\text{--}6344 \text{ Å}$ . Она содержит значительное количество спектральных линий с явно видимым расщеплением. Анализ наблюдательного материала показал, что в августе 1989 года были получены качественные спектрограммы с разрешением  $\sim 1''$ , которые и были использованы для решения поставленной задачи.

Нами были проанализированы профили круговой поляризации ( $r_v$ ) и интенсивности ( $r_i$ ) в спектре солнечного пятна группы 289 СД от 03.08.89 г. (площадь  $S = 580 \text{ м. д. п.}$ ,  $r/R = 0,46$ ). Всего использовано 10 магнитоактивных линий, имеющих значительный эффективный фактор Ланде  $g$ . Из них одна ( $\text{FeI } \lambda 630,25 \text{ нм}$ ) имеет триплетное, остальные – многокомпонентное магнитное расщепление. Данные о них сведены в табл. 1, в графах которой приведены последовательно: элемент, длина волны, потенциал возбудений нижнего уровня, логарифм сил осцилляторов, высоты образования в пятне для модели Кнеера [7] и в фотосфере для модели HOLMU согласно [1]. В последней графе приведен эффективный фактор Ланде, рассчитанный как средневзвешенное по интенсивности расстояние  $\sigma$ -компонент от центра линии. Анализ спектров в области длин волн  $\lambda\lambda 621\text{--}634 \text{ нм}$  выполнен на сканере с слайд-адаптером. На каждой спектрограмме профили линий записывались в спектрах право- и левокруговой поляризации для восьми точек пятна.

Основные результаты анализа таковы.

В области преимущественно поперечного поля все использованные линии вблизи их центра показывают искажения  $r_v$ -профилей вне зависимости от того, есть ли у них центральный компонент или нет. Явно выраженную инверсию  $r_v$ -профиля, кроме триплета  $\text{FeI } \lambda 630,25 \text{ нм}$ , показывает линия  $\text{FeI } \lambda 633,68 \text{ нм}$ , имеющая сложную структуру расщепления (см. табл. 3). Линия  $\text{FeI } \lambda 621,34 \text{ нм}$ , имеющая ту же структуру расщепления, показывает только искажения  $r_v$ -профиля у центра. Выраженную инверсию показывают линия  $\text{Fe}$

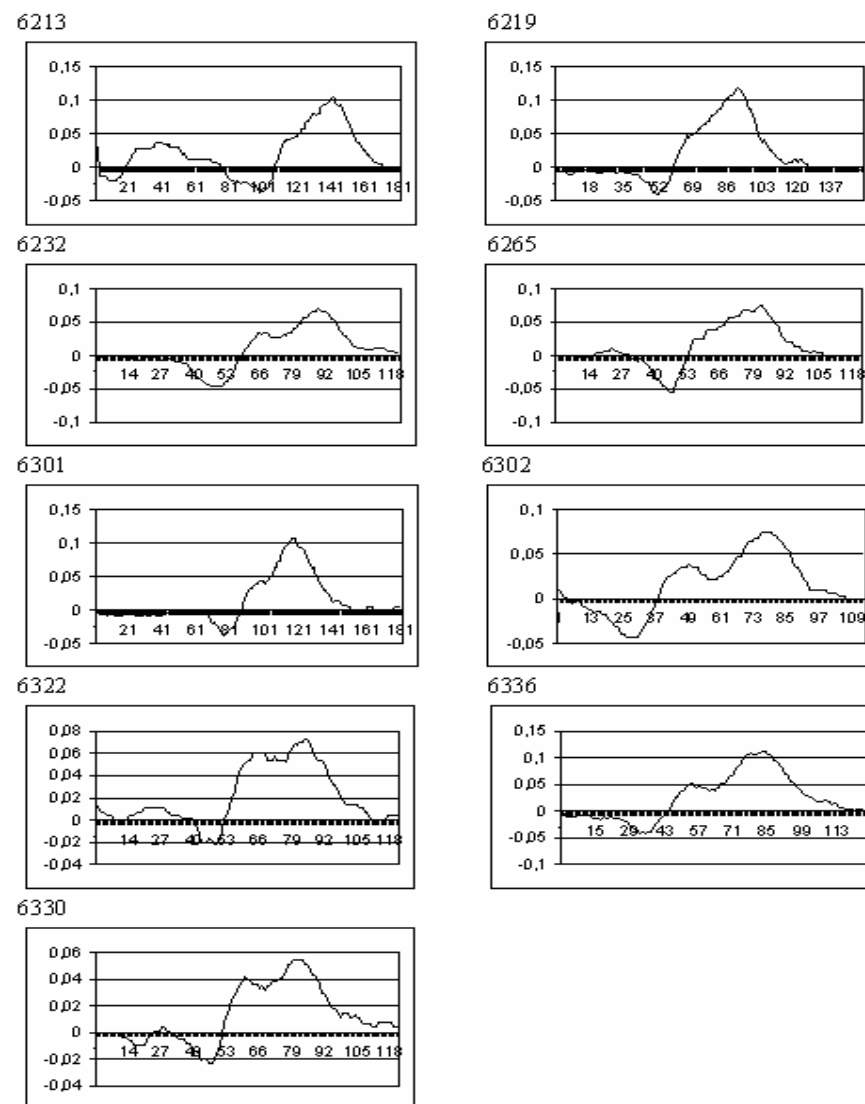
$\lambda$  623,26 нм, имеющая эффективный фактор Ланде  $g = 2$ , а также линия CrI  $\lambda$  633,01 нм с  $g = 22/12$ .

Таблица 1

Эл-т	$\lambda_i$ , нм	$E_i$ , эВ	$Lg(gf)_i$	$h_i$	$h_{ip}$	$g_i$
FeI	621,34	2,22	-2,58	-125	-306	2
V1	621,38	0,30	-1,84	-110	-192	1,495
FeI	621,93	2,20	-2,39	-140	-326	1,667
FeI	623,26	3,65	-1,22	15	-258	2
FeI	626,51	2,18	-2,57	-130	-316	1,583
FeI	630,15	3,65	-0,56	-110	-286	1,667
FeI	630,25	3,69	-1,14	10	-264	2,5
FeI	632,27	2,59	-2,37	-110	-285	1,5
CrI	633,01	0,94	-2,49	-205	-202	1,833
FeI	633,68	3,69	-0,75	-80	-283	2

На *рис.1* приведены профили круговой поляризации изучаемых линий в точке, соответствующей границе полутень–тьень, где поле является преимущественно поперечным. По оси абсцисс одно деление (пиксел) соответствует 4,56 мÅ для длины волны 630,25 нм. Мы видим, что помимо указанных линий искажения, соответствующие инверсии  $r_v$ -профиля, показывает также и линия FeI  $\lambda$  632,2 нм. У остальных четырех линий инверсии не отмечено, но в центре линий заметны особенности, соответствующие эффекту вращения плоскости поляризации. Единственная из использованных чисто «пятенная» линия ванадия V1  $\lambda$  621,38 нм ( $r_v$ -профиль – верхний левый рисунок) на указанном разрезе отчетливо показывает у центра «ступеньку» размером в 7 пикселей. Отметим, что шкала абсцисс рисунка направлена в сторону увеличения частоты.

Очень интересна картина  $r_v$ -профилей в полутени (*рис. 2*), где линии FeI  $\lambda\lambda$  626,51 и 632,27 нм показывают искажения, заключающиеся в том, что  $r_v$ -профили имеют пики в центре линии, а пики, соответствующие  $\sigma$ -компонентам, в пределах ошибок отсутствуют. Для остальных 8 линий формы  $r_v$ -профилей можно объяснить наличием ошибки, связанной с неточностью определения интенсивности непрерывного спектра («смещение нуля-пункта») и



*Рис.1.* Профили круговой поляризации линий в тени солнечного пятна. По оси абсцисс (вдоль дисперсии) даны отсчеты в пикселях, по оси ординат – остаточная интенсивность профилей круговой поляризации в относительных единицах. Для каждого профиля в верхнем левом углу дана длина волны линии в ангстремах

действием на  $r_v$ -профили вращения плоскости поляризации. Для объяснения формы  $r_v$ -профилей линий FeI  $\lambda\lambda$  626,51 и 632,27 нм необходимо предположить, что имеет место фазовый сдвиг на зеркалах, в результате чего при чисто поперечном поле происходит «просачивание» в спектры круговых поляризаций  $r_O$ -профиля. Но в этом случае подобную картину показывали бы и остальные 8 линий. Вероятное объяснение эффекта в том, что в данном участке пятна мы имеем наложение профилей, возникающих в образованиях с разным магнитным полем и разными лучевыми скоростями, в результате чего линии с разной величиной расщепления показывают различные  $r_v$ -профили. В дальнейшем мы планируем промоделировать указанную ситуацию численно. Отметим, что при совместном анализе профилей круговой поляризации ( $r_v$ ) и интенсивности ( $r_i$ ) в пятне оказалось, что в 82 % случаев "синие"  $r_i$ -компоненты линий сильнее длинноволновых, за счет чего центры линий, находимые по профилю интенсивности, смещены в коротковолновую сторону от центров линий, найденных по профилю круговой поляризации. Обратная картина зафиксирована в 8 % случаев. Величина смещения составляет, как правило, 6–10 мÅ, но для полутени есть случаи, когда она достигает 20 мÅ. Причиной такого эффекта может быть наличие больших градиентов лучевой скорости по высоте и разная высота эффективного образования указанных профилей Стокса. Таким образом, мы имеем явные доказательства значительной неоднородности атмосферы пятна, по крайней мере, в поле скоростей.

Располагая профилями Стокса линий, мы провели измерения напряженности магнитного поля  $H$  в тени пятна по всем указанным линиям. Во втором столбце табл. 2 приведены величины  $H_\sigma$ , найденные «классическим» методом – по расстоянию между центром линии и центром тяжести  $\sigma$ -компонент, соответствующим максимальной глубине наблюдаемого  $\sigma$ -компонента в спектрах право- и левокруговой поляризации. Использовались эффективные факторы Ланде, приведенные в последней строке табл. 1, Значения  $H$  найдены как средние величины по ряду точек тени пятна. Во всех случаях эти величины между собой достаточно близки и итоговое значение поля является средним для значительного участка тени. Обращает

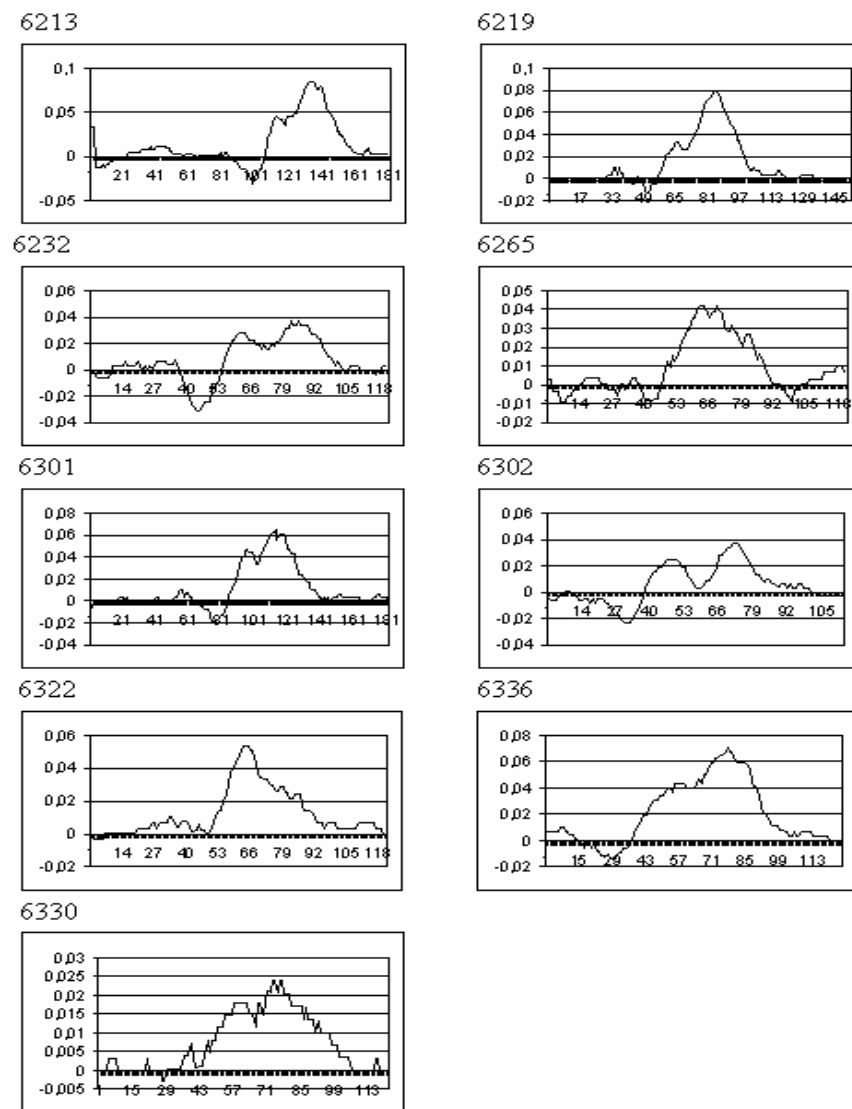


Рис 2. Профили круговой поляризации линий в полутени солнечного пятна. По оси абсцисс (вдоль дисперсии) даны отсчеты в пикселах, по оси ординат – остаточная интенсивность профилей круговой поляризации

на себя внимание то, что мало меняясь от точки к точке в тени для каждой из линий, величины  $H$  могут очень существенно, почти на 1000 Э, различаться от линии к линии, несмотря на то что высоты их образования близки.

По этим данным связь  $H$  и высоты эффективного образования линий практически отсутствует. В то же время триплетная линия FeI  $\lambda$  630,25 нм показывает величину  $H$ , близкую к той, что показывает линия FeI  $\lambda$  623,26 нм, имеющая ту же высоту образования, структуру расщепления с очень тесными группами  $\pi$ - и  $\sigma$ -компонент, близкую к триплету с эффективным фактором Ланде  $g = 2$ . Линия CrI  $\lambda$  633,01 нм также имеет расщепление, очень близкое к триплетному, с  $g = 22/12$ , и самую большую высоту образования из всех используемых линий. Однако измеренная по ней величина  $H$  всего на 95 Э меньше, чем  $H$ , измеренная по линии FeI  $\lambda$  630,25 нм, что соответствует величине вертикального градиента напряженности магнитного поля в изученных точках тени пятна, равной 0,4 Э/км. Это хорошо согласуется с определениями градиента из уравнения  $\text{div}\mathbf{H}=0$  и расчетами в предположении потенциальной модели магнитного поля пятна. Все остальные линии железа показывают явно меньшую величину  $H$ , измеренную по максимальной глубине наблюдаемого  $\sigma$ -компонента. Их общей особенностью является то, что они имеют сложную структуру расщепления.

Таблица 2

Линия, $\lambda$ , нм	$H_{\sigma}$ , Э	$H_{\pi\sigma}$ , Э	$H_{\pi}$ , Э	$L_{\nu\nu}$ , Э	$L_{\nu\pi}$ , Э
621,34	2000	2665	2430	3080	2895
621,38	?	?	2600	2750	2880
621,93	1860	2720	2500	3085	3085
623,26	2525	2525	2695	2690	2700
626,51	?	?	2550	3085	3165
630,15	1930	2830	2605	2620	2925
630,25	2675	2675	2685	2775	2710
632,27	?	?	2590	3245	3025
633,01	2590	2600	2590	2720	2660
633,68	2130	2840	2560	3180	2795

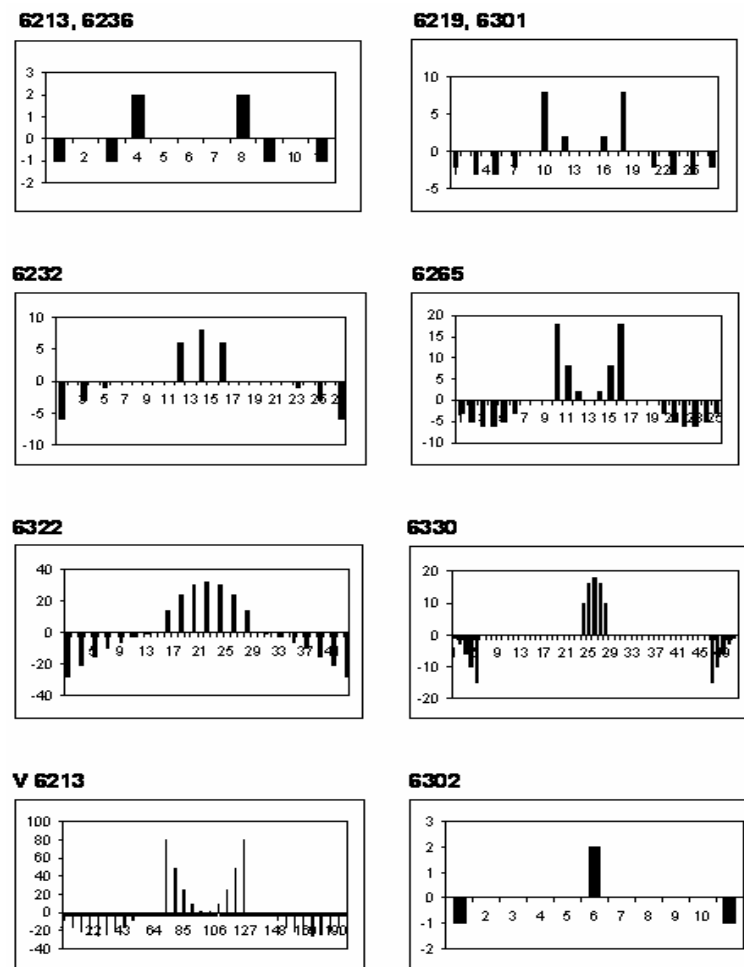


Рис.3. Структуры расщепления используемых линий для случая излучения. По оси абсцисс даны расстояния между компонентами (по шкале длин волн) в относительных единицах. При этом расстояние компонент от центра линии на рисунке (для каждой из линий) пропорционально их рассчитанным факторам Ланде. По оси ординат указаны относительные интенсивности компонент. Отсчеты по шкале ординат даны в условных единицах. Схемы для конкретных линий между собой напрямую не сравнимы, так как масштабы по осям ординат не совпадают

Естественно предполагать, что различия в измеренных  $H$  обусловлены особенностями расщепления, и с учетом этого провести анализ профилей линий.

Во втором столбце табл. 3 приведена структура расщепления линий, а в третьем – соответствующие относительные интенсивности компонент расщепления. На *рис.3* даны схемы расщепления компонент, по которым легко видеть особенности расщепления линий.

Рассмотрим структуру расщепления линий FeI  $\lambda\lambda$  621,34 и 633,68 нм. Обращаясь к данным табл. 3, легко видеть, что расстояние между двумя  $\pi$ -компонентами явно больше, чем расстояние между соседними  $\pi$ - и  $\sigma$ -компонентами. Следовательно, при расщеплении линии в преимущественно поперечном поле пятна мы будем измерять расстояние от центра линии не центра тяжести двух  $\sigma$ -компонент, а центра тяжести группы из одной  $\pi$ - и двух  $\sigma$ -компонент.

Эффективный фактор Ланде такой группы для случая поперечного поля будет равен уже не 2, а 1,5 (см. последнюю графу табл. 3). Сказанное в полной мере касается и имеющих одинаковую структуру расщепления линий FeI  $\lambda\lambda$  621,93 и 630,15 нм. Средневзвешенное значение фактора Ланде групп из двух  $\pi$ - и четырех  $\sigma$ -компонент в этом случае составит не 1,667, а 1,133. Отметим, что подобный подход для линий использован В. Бумбой [6].

Сложнее обстоит дело с линиями, у которых компоненты расщепления нельзя объединить в относительно компактные группы. В результате для таких линий, как линия ванадия V1  $\lambda$  621,38 нм и линии FeI  $\lambda\lambda$  626,51 и 632,27 нм, имеющих плохо выделяемые максимумы на профилях право- и левокруговой поляризации, измерения расстояний этих максимумов от центра линий выполняются с большой погрешностью. Кроме того, для линий с подобной сложной структурой возникает неопределенность при объединении в одну группу компонент, для которых может быть рассчитан эффективный фактор Ланде.

Отметим, что находимый эффективный фактор Ланде не определяется каким-либо определенным типом расщепления линий по классификации [3], а определяется степенью “перемешанности”

$\pi$ - и  $\sigma$ -компонент, что явно следует из приведенных в [3, 6] схем расщеплений. Также общей для всех линий особенностью является то, что их структуры рассчитаны по приведенным в [3] формулам для чисто поперечного поля. В случае чисто продольного поля мы будем для указанных линий иметь эффективные факторы Ланде, указанные в табл.1, так как в этом случае  $\pi$ -компоненты у линий отсутствуют. В промежуточном случае, когда угол наклона силовых линий к лучу зрения меньше  $90^\circ$  и больше  $0^\circ$ , мы будем иметь значения эффективного фактора Ланде меньше, чем приведенные в табл. 1, и больше, чем приведенные в табл. 3. Соответственно, применение при расчетах той или иной величины фактора Ланде будет зависеть от того, является поле продольным или поперечным.

**Таблица 3**

Линия, $\lambda$ , нм	Структура расщепления	Интенсивности компонент	$g_{\text{eff}}$
621,34	$(2), 3, 5$ 2	$(2), 1, 1$ 2	1,5
621,38	$(6, 18, 30, 42, 54), 100, 112, 124, \dots, 196$ 99	$(1, 9, 25, 49, 81), 9, 16, 21, 24, 25, 24, 21, 16, 9$ 4	-
621,93	$(2, 4), 7, 9, 11, 13$ 6	$(2, 8), 2, 3, 3, 2$ 2	1,133
623,26	$(0, 2), 9, 11, 13$ 6	$(8, 6), 1, 3, 6$ 2	2
626,51	$(1, 2, 3), 7, 8, 9, 10, 11, 12$ 6	$(2, 8, 18), 3, 5, 6, 6, 5, 3$ 2	-
630,15	$(2, 4), 7, 9, 11, 13$ 6	$(2, 8), 2, 3, 3, 2$ 2	1,133
630,25	$(0), 5$ 2	$(1), 1$ 2	2,5
632,27	$(0, 2, 4, 6), 9, 11, 13, 15, 17, 19, 21$ 12	$(32, 30, 24, 14), 1, 3, 6, 10, 15, 21, 28$ 6	-
633,01	$(0, 1, 2), 21, 22, 23, 24, 25$ 12	$(18, 16, 10), 15, 10, 6, 3, 1$ 12	1,833
633,68	$(2), 3, 5$ 2	$(2), 1, 1$ 2	1,5

Величины напряженности магнитного поля  $H_{\pi\sigma}$ , рассчитанные для эффективных факторов Ланде, приведенных в четвертой графе табл. 3 (найденных для объединенных в одну группу  $\pi$ - и  $\sigma$ -компонент), даны в графе 3 табл.2. Мы видим, что разброс значений  $H$  стал намного меньше. Кроме того, стала проявляться тенденция

уменьшения магнитного поля с высотой с градиентом около 0,4 Э/км. Линии ванадия V1  $\lambda$  621,38 нм, Fe1  $\lambda\lambda$  626,51 и 632,27 нм и в этом случае показывают неустойчивые значения  $H_{\text{пс}}$ .

Рассмотрим, какие значения поля покажет его определение с помощью теории образования линий в магнитном поле. Определение магнитного поля проводилось путем сравнения наблюдаемых и теоретических  $r_i$ - и  $r_v$ -профилей. Расчеты теоретических профилей выполнялись с использованием системы уравнений переноса излучения Унно [5] для модели пятна Кнеера [7] в предположении, что линии являются триплетными с факторами Ланде, равными их эффективным значениям. Интегрирование уравнений переноса проводилось в интервале  $-1 < x < -5$ ,  $x = \log \tau$ , где  $\tau$  – оптическая глубина. Наилучшее совпадение наблюдаемых и рассчитанных профилей достигнуто для углов наклона силовых линий к лучу зрения  $\gamma$  в диапазоне от 45 до 70° и значениях напряженности магнитного поля  $H_t$ , приведенных в графе 4 табл. 2. Мы видим, что разброс значений  $H_t$  меньше, чем для  $H_{\text{пс}}$ . Уменьшение с высотой  $H_t$  выражено явно. Просматривается уменьшение градиента магнитного поля с высотой, что впервые было отмечено Витманом [9]. Изменение магнитного поля с высотой можно описать формулой

$$H_t = 2740 + 50x \quad (\text{Э}).$$

Более подробное рассмотрение показало, что величина градиента в области  $-1 > x > -2$  составляет 0,7–0,9 Э/км, а в диапазоне  $-2 > x > -3$  примерно 0–0,3 Э/км при среднем по всему диапазону высот значении 0,4 Э/км.

Используя зависимость, мы рассчитали величину смещения максимума профилей круговой поляризации ( $r_v$ ) от центров линий  $L_{v_i}$ . Выраженные в эрстедах значения  $L_{v_i}$  приведены в последней графе табл. 2. Интересно сравнить их со смещениями  $r_v$ -профилей, полученными из наблюдений  $L_{v_i}$ , поскольку эта величина в наименьшей степени искажена паразитным светом и, следовательно, определяется из всех измеряемых величин наиболее точно. Характерной особенностью здесь является хорошее совпадение теоретических и наблюдаемых  $L$  для линий, образующихся на самых малых и больших

высотах, в то время как 5 линий, образующиеся на высоте 80–125 км, показывают значительные различия  $L$ . Легко видеть, что в этом же диапазоне высот мы имеем и максимальный разброс значений поля. Все линии этого диапазона высот имеют сложную структуру расщепления.

Анализ профилей круговой поляризации линий показал, что сильнее крыло  $r_v$ -профиля линии ванадия V1  $\lambda$  621,38 нм и красное крыло  $r_v$ -профиля линии Fe 1  $\lambda$  621,34 нм взаимно блендируются, в результате чего соответствующие наблюдаемые максимумы этих  $r_v$ -профилей находятся ближе к центрам соответствующих линий, чем максимумы  $r_v$ -профилей соответствующих неблендированных линий (см. рис.4). В результате при подборе теоретического  $r_v$ -профиля, аппроксимирующего наблюдаемый профиль, мы получаем значения магнитного поля меньше, а угла наклона силовых линий к лучу зрения больше, чем это есть в действительности. Для указанных линий величина асимметрии в результате взаимного блендирования составляет примерно 100–200 Э, и примерно на эту величину занижается и величина поля для аппроксимирующего теоретического  $r_v$ -профиля этих линий.

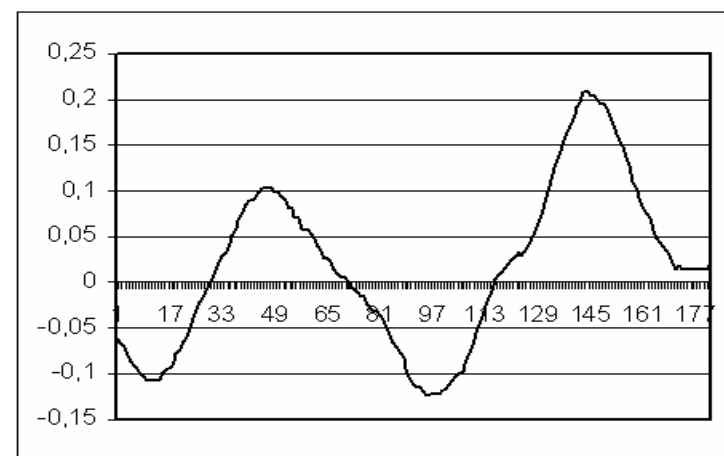


Рис.4. Суммарный  $r_v$ -профиль линии ванадия V1  $\lambda$  621,38 нм (в левой части рисунка) и линии Fe 1  $\lambda$  621,34 нм. По оси абсцисс, по длинам волн, даны отсчеты в пикселах. По оси ординат приведена измеренная остаточная интенсивность

В итоге среднее по пяти линиям реальное значение  $H_l$  составляет 2600–2650 Э и все полученные данные хорошо описываются выражением, показывающим, что в диапазоне эффективного образования линий изменение магнитного поля с высотой минимально и хорошо согласуется с градиентами поля, полученными из уравнения  $\text{div}\mathbf{H}=0$ .

Таким образом, для линий с многокомпонентным расщеплением выявляется систематическая положительная разность значений между  $H_{\pi\sigma}$  и  $H_l$ , по крайней мере, для линий с типами расщепления 2 ( $J \rightarrow J-1, g_j > g_{j-1}$ ) и 3 ( $J \rightarrow J$ ) согласно классификации [3].

Мы видим, что измерения напряженности магнитного поля с помощью линий со сложным расщеплением имеют ряд особенностей, учет которых необходим для получения правильных значений поля. После их учета картина изменения напряженности магнитного поля указывает на то, что величина градиента в области  $-1 > x > -2$  составляет 0,7–0,9 Э/км, а в диапазоне  $-2 > x > -3$  примерно 0–0,3 Э/км при среднем по всему диапазону высот значении 0,4 Э/км. Однако следует обратить внимание на то, что и в случае применения теории разброс значений магнитного поля составляет около 10 %, в то время как реальная точность аппроксимации экспериментальных профилей Стокса составляет ~3 %. Нам кажется, что причина подобного различия требует специального изучения.

Работа частично выполнена в рамках Программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 30 “Солнечная активность и физические процессы в системе Солнце – Земля”.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гуртовенко Э.А., Костык Р.И. Фраунгоферов спектр и система солнечных сил осцилляторов. Киев: Наук. думка, 1989. 200 с.
2. Гусейнов М. Дж. Определение напряженности магнитного поля по разным линиям поглощения // Изв. КрАО. 1969. Т. 39. С. 253- 264.
3. Ельяшевич М. А. Атомная и молекулярная спектроскопия. М.: Государственное издательство физ. – мат. литературы, 1962. 892 с.
4. Мустель Э.Р. Звездные атмосферы. М. 1960, 444 с.
5. Обридко В.Н. Солнечные пятна и комплексы активности. М.: Наука, 1985. 256 с.

6. Bumba V. Magnetic Fields in Sunspot Umbrae // BAC. 1962. V. 13, N 2. P. 48-59.
7. Kneer F. Line Profiles in Sunspots // Astron. and Astrophys. 1972. V.18, N 2. P. 39-47.
8. Kneer F. Profiles of Magnetically Split Lines in Sunspots // Astron. and Astrophys. 1972. V.18, N 2. P. 47-50.
9. Wittmann A. Computation and observation of Zeeman multiplet polarization in Fraunhofer lines III: Magnetic Field Structure of Spot Mt.Wilson 18488 // Solar Phys. 1972. V. 36, N 1. P. 29-44.