

**Солнечная активность и ее влияние на Землю.** Владивосток: Дальнаука, 2007. с. (Тр. УАФО; Т.10, вып.10)

Сборник содержит статьи, посвященные различным проблемам физики Солнца: теории образования спектральных линий в солнечном магнитном поле и интерпретации результатов магнитографических измерений, изучению процесса возникновения активных областей, исследованию динамических процессов на Солнце (солнечные вспышки, радиовсплески), статистике солнечных пятен, разработке нового оборудования для наблюдений Солнца. Кроме того, представлены работы о влиянии солнечной активности на климат Земли, о структуре межпланетного магнитного поля и о влиянии Солнца на работу морских навигационных приборов.

Сборник статей предназначен для научных работников и студентов, специализирующихся в области физики Солнца и солнечно-земных связей.

**Solar activity and its influence on the Earth.** Vladivostok: Dalnauka, 2007. p. (Transactions of Ussuriisk astrophysical observatory; Vol.10, issue 10).

This issue contains the articles dealing with different problems of solar physics: the theory of spectral lines formation in solar magnetic field and interpretation of the magnetographic measurements, the investigation of emergence of the active regions, the study of dynamical processes on the Sun (solar flares, radio bursts), spot statistics, and design of new equipment intended for observations of the Sun. The issue also includes the investigations concerning influence of solar activity on the Earth's climate, structure of the interplanetary magnetic field, and influence of the Sun on the marine navigation equipment.

The collection of the articles is addressed to scientists and students who specialize in fields of solar and solar-terrestrial physics.

Редакционная коллегия: А.В. Баранов, Г.И. Корниенко,  
Д.В. Ерофеев (отв. редактор)

Рецензенты: В.П. Севрюк, В.С. Лоскутников

Утверждено к печати Ученым советом  
Уссурийской астрофизической обсерватории

© УАФО ДВО РАН, 2007 г.  
© Дальнаука, 2007 г.

## СРАВНЕНИЕ НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В АТМОСФЕРЕ СОЛНЦА ПО ЛИНИЯМ С РАЗЛИЧНОЙ ЭКВИВАЛЕНТНОЙ ШИРИНОЙ

При сравнении напряженности магнитного поля  $H$  в спокойной фотосфере и солнечных активных образованиях найдено существенное различие  $H$  измеренных по различным спектральным линиям, на различных инструментах и в разных обсерваториях. К примеру, в работе М. Семеля [7] различия  $H$  в разных линиях, измеренных на стоксметре достигает 3 раз. В работе С.И. Гопасюка [4] на основе магнитометрических измерений найдено, что в факеле различия величин  $H$  превышают 4 раза, причем измеряемая величина поля растет с ростом эквивалентной ширины линии. В работе [5] получено, что при измерениях стоксметрическим методом на солнечном телескопе оперативных прогнозов (СТОП) различия  $H$  в разных линиях более чем в 2 раза. Сравнение тех же наблюдений с данными Китт-Пик показало различия величин  $H$  примерно в 4 раза. Есть еще многочисленные данные сравнения  $H$  в различных линиях, однако отметим, что почти во всех случаях значительного различия  $H$  большие значения напряженности поля показывает линия с большей эквивалентной шириной  $W$ . Это соответствует большим значениям  $\eta_0$  – отношения коэффициента поглощения в центре спектральной линии к коэффициенту поглощения в непрерывном спектре. Нами было получено, что различия измеряемых  $H$  по 4 спектральным линиям достигает величины 1,5, а связь измеряемых  $H$  и  $W$  можно объяснить присутствием в фотосфере мелкомасштабных магнитных полей величиной 1500–2000 эрстед, заключенных в силовых трубках с характерным размером ~100 километров [3]. Тем не менее, корректное сравнение напряженности поля в линиях с различной эквивалентной шириной остается во многом нерешенной и неопределенной проблемой.

Вначале сделаем замечание. Результаты анализа магнитного поля на Солнце, полученные с помощью формул Унно [6] практически все были впоследствии подтверждены анализом профилей магнитоактивных линий с помощью численных расчетов по более совершенным теориям образования линий. Поэтому мы с помощью формул Унно попытались найти оптимальные соотношения параметров Стокса, при которых зависимость измеряемой величины  $H$  от  $\eta_0$  минимальна.

Запишем формулы Унно для случая когда коэффициент потемнения диска к лимбу  $\beta_0 \gg 1$ , что для диапазона эффективного образования линий вполне справедливо. В этом случае формулы Унно имеют вид

$$r_I = \frac{1 + \eta_I}{S}, \quad r_V = \frac{\eta_V}{S}, \quad r_Q = \frac{\eta_Q}{S}, \quad (1)$$

где  $S = (1 + \eta_I)^2 - \eta_Q^2 - \eta_V^2$ , а входящие в  $S$  величины определяются формулами

$$\eta_I = \frac{\eta_P}{2} \sin^2 \gamma + \frac{\eta_L + \eta_R}{4} (1 + \cos^2 \gamma),$$

$$\eta_Q = \left( \frac{\eta_P}{2} - \frac{\eta_L + \eta_R}{4} \right) \sin^2 \gamma, \quad \eta_V = (\eta_R - \eta_L) \cos \gamma, \quad (2)$$

в которых  $\eta_P$ ,  $\eta_L$ ,  $\eta_R$  – отношения коэффициентов поглощения в  $\pi$ - и  $\sigma$ -компонентах к коэффициенту поглощения в непрерывном спектре, которые определяются выражениями

$$\eta_I = \eta_0 F(a, v_H), \quad \eta_L = \eta_0 F(a, v - v_H), \quad \eta_R = \eta_0 F(a, v + v_H). \quad (3)$$

Здесь  $\eta_0$  – отношение коэффициента поглощения в центре линии к коэффициенту поглощения в непрерывном спектре,  $a$  – постоянная затухания,  $v_H = \Delta\lambda_H / \Delta\lambda_D$ ,  $v = \Delta\lambda / \Delta\lambda_D$  – расстояния от центра линии  $\sigma$ -компонента и просто расстояние от центра линии соответ-

ственно,  $F$  – функция Фойгта. В случае, когда профиль линии чисто доплеровский,  $a = 0$  и величина  $F$  является обычной гауссианой.

Пользуясь формулами (1), несложно получить ряд достаточно простых соотношений, не зависящих от  $\eta_0$ , с помощью которых можно попытаться сделать корректное сравнение величины поля в разных линиях. Из (1) сразу можно записать

$$Z = \frac{r_Q}{r_V} = \frac{\eta_Q}{\eta_V} = \frac{\left( \frac{\eta_P}{2} - \frac{\eta_L + \eta_R}{4} \right) \sin^2 \gamma}{(\eta_R - \eta_L) \cos \gamma} \quad (4)$$

Соотношение (4) не зависит от  $\eta_0$  и определяется произведением двух функций – от  $v_H$  и от  $\gamma$ . Однако оно имеет определенные недостатки. Очевидно, что подобная характеристическая кривая будет давать малую точность при больших и малых углах наклона силовых линий к лучу зрения  $\gamma$ , хотя в области значений  $20^\circ \leq \gamma \leq 65^\circ$  формула будет давать корректные результаты. Кроме того, вращение плоскости поляризации для подобного случая будет явно искажать значения  $Z$  в центральной части линии.

Нами испробованы некоторые другие соотношения. Так, представляется интересным использовать соотношения.

$$V_- = \frac{r_V}{r_I - r_Q} = \frac{(\eta_R - \eta_L) \cos \gamma}{1 + (\eta_R + \eta_L) / 2} \quad (5)$$

и

$$V_+ = \frac{r_V}{r_I + r_Q} = \frac{(\eta_R - \eta_L) \cos \gamma}{1 + \eta_P \sin^2 \gamma + \frac{1}{2} (\eta_R + \eta_L) \cos^2 \gamma} / 2, \quad (6)$$

которые легко получить из формул (1). Эти формулы, в особенности (5), дают более ясную и выраженную картину. Возможно применение еще двух формул:

$$Q_{-} = \frac{r_Q}{r_I - r_Q} = \frac{\left(\frac{\eta_P}{2} - \frac{\eta_L + \eta_R}{4}\right) \sin^2 \gamma}{1 + \frac{1}{2}(\eta_R + \eta_L)}; \quad (7)$$

и

$$Q_{+} = \frac{r_Q}{r_I + r_Q} = \frac{\left(\frac{\eta_P}{2} - \frac{\eta_L + \eta_R}{4}\right) \sin^2 \gamma}{1 + \eta_P \sin^2 \gamma + \frac{1}{2}(\eta_R + \eta_L) \cos^2 \gamma}, \quad (8)$$

из которых явное предпочтение из-за простоты можно оказать выражению (7).

Здесь, попутно, рассмотрим случай слабой линии, для которой величина  $\eta_0$  явно меньше 1. В этом случае для (5) и (6) имеем

$$V_{-} = V_{+} = \eta_V = (\eta_R - \eta_L) \cos \gamma.$$

Из формул (7) и (8) в этом случае имеем

$$Q_{-} = Q_{+} = \eta_Q = \left(\frac{\eta_P}{2} - \frac{\eta_L + \eta_R}{4}\right) \sin^2 \gamma.$$

Таким образом, в случае  $\eta_0 \ll 1$  имеем равенство рассматриваемых величин соответствующим коэффициентам поглощения. Прямые расчеты показывают, что подобная картина удовлетворительно описывает профиль спектральной линии в случае, если  $\eta_0 \leq 0,2$ , или, если говорить об остаточной интенсивности линии,  $r_0 \sim 1$ . Это достаточно слабые линии, измерения параметров Стокса в которых очень затруднено, а, чаще всего, невозможно. Более того, подобный случай практически возможен для линий с более-менее значительным расщеплением только в условиях фотосферы. Для пятна, где большинство спектральных линий значительно усиливаются, эти формулы практически неприменимы. А если линия слаба в пятне, то ее профиль будет искажен рассеянным светом, зачастую так, что

реально по ней никаким методом определить ни магнитное поле, ни форму профилей Стокса.

Из приведенных формул, в частности, понятно, что известная формула [8]

$$V(\lambda) = \delta\lambda_H \left[ \frac{\partial I}{\partial \lambda} + \frac{1}{6} (\delta\lambda_H)^2 \cdot \frac{\partial^3 I}{\partial \lambda^3} \dots \right],$$

указывающая на совпадение, при малых расщеплениях, положения экстремумов  $V(\lambda)$  и  $\frac{\partial I}{\partial \lambda}$ , имеет еще одно ограничение,  $r_0 \ll 1$ . Это

легко доказывается и по-другому. Пользуясь формулами (1), для случая малых расщеплений сразу можно записать выражение [3]

$$r_I \pm r_V = 1 / (1 + \eta_I - (\pm \eta_V)),$$

из которого никаким образом нельзя получить предыдущую формулу.

Рассмотрим формулы (5-8) для случая  $\eta_0 \gg 1$ , который в солнечном пятне справедлив для большинства линий железа и многих других элементов [1].

Выражения (5) и (7) для сильных линий можно достаточно просто записать в явном виде. Предполагая чисто доплеровские профили компонент расщепления, для (5) запишем

$$V_{-} = \frac{r_V}{r_I - r_Q} = 2 \frac{\exp[(v+v_H)^2] - \exp[(v-v_H)^2]}{\exp[(v+v_H)^2] + \exp[(v-v_H)^2]} \cos \gamma = 2 \frac{\exp(-2vv_H) - \exp(2vv_H)}{\exp(-2vv_H) + \exp(2vv_H)} \cos \gamma, \quad (9)$$

Для (7), проводя аналогичные преобразования, имеем

$$Q_{-} = \frac{r_Q}{r_I - r_Q} = \frac{\exp(v_H^2)}{2} \left( \frac{2}{\exp(-2vv_H) + \exp(2vv_H)} - 1 \right) \sin^2 \gamma, \quad (10)$$

Выражения (9-10) достаточно просты для того чтобы выполнять по ним предварительный анализ профилей Стокса линий, у которых величина  $\eta_0 \gg 1$ .

В солнечном пятне помимо условия  $\eta_0 \gg 1$  для линий с наибольшим фактором Ланде может выполняться и условие  $\Delta\lambda_H \ll \Delta\lambda_D$ , т. е. расщепление линии явно меньше её доплеровской полуширины. В этом случае, разлагая в ряды экспоненты в выражении (9) и ограничиваясь членами первого порядка малости, после несложных преобразований имеем выражение

$$V_{\perp} = -4 \cdot v \cdot v_H \cdot \cos \gamma,$$

показывающее, что при малых значениях напряженности магнитного поля зависимость от него величины  $V_{\perp}$  линейна.

Для величины  $Q$  аналогичные преобразования для случая малых расщеплений приводят и вовсе к значениям величины  $Q \approx 0$ . Отметим, что в этом нет ничего удивительного – этот факт давно обнаружен при расчете магнитографических калибровок.

Выше неявно предполагалось, что линия имеет триплетное расщепление. Случай сложной зеемановской структуры расщепления имеет ряд особенностей, из-за которых предложенные формулы могут оказаться неприменимыми. Поэтому указанные соотношения представляется целесообразным проверить с помощью расчета профилей линий для реальной солнечной атмосферы с использованием теории образования линий и, в случае сложного расщепления линий, с учетом их реальной структуры.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основной результат работы заключается в том, что найдены такие соотношения параметров Стокса для линий, которые явно в меньшей степени зависят от силы линии (параметра  $\eta_0$ ), чем просто параметры Стокса. Для корректного использования предлагаемых соотношений необходимо провести изучение их связи с  $\eta_0$  для ре-

альной солнечной атмосферы с помощью численного интегрирования системы уравнений переноса излучения для линии в магнитном поле.

Задача сравнения полей в резных линиях с учетом особенностей, связанных с силой линий ( $\eta_0$ ) ранее никем не ставилась. В подобном плане работ нет, хотя влияние на параметры Стокса параметров линии и атмосферы очевидно, как очевидно и то, что могут существовать отношения параметров Стокса, в меньшей степени зависящие от свойств линий и атмосферы, чем сами параметры.

В дальнейшем мы планируем провести анализ указанных соотношений для реальной солнечной атмосферы, рассчитанных с помощью интегрирования уравнений переноса излучения и структуры линий.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Программы N 16 фундаментальных исследований Президиума РАН.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Баранов А.В. Влияние температурного распределения в солнечной атмосфере на зависимость измеряемой напряженности магнитного поля от эквивалентной ширины спектральных линий // Глобальные вариации Солнца и физика активных областей. Владивосток: Дальнаука, 1993. С.30–54.
2. Баранов А. В., Баранова Н. Н. Особенности модели магнитного поля элемента тонкой структуры солнечной фотосферы, найденные по зависимости магнитного поля от эквивалентной ширины линий // Солнечная активность и ее влияние на Землю. Владивосток: Дальнаука, 1996. С. 3–14.
3. Баранов А.В., Григорьев В. М. Особенности поведения линий со сложным расщеплением и проблема интерпретации измерений по ним магнитного поля // Солнечная активность и ее влияние на Землю. Владивосток: Дальнаука, 2006. С. 3–14. (Том 9, Вып. 9)
4. Гонасюк С. И. Измерения солнечных магнитных полей по линиям разной силы // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1985. N. 72. С. 159–171.
5. Демидов М. Л., Григорьев В. М., Пещеров В. С. Стоксметрические наблюдения общего магнитного поля Солнца: возможные проявления сильных мелкомасштабных магнитных полей // Астрон. ж. 2005, Т. 82. N. 7. С. 628–636.
6. Обридко В. Н. Солнечные пятна и комплексы активности. Москва: Наука, 1985. С. 256.
7. Semel M. Magnetic Field Observed in a Sunspot and Faculae Using 12 lines Simultaneously // Astron. and Astrophys. 1981. V. 97. P. 75–78.
8. Stenflo J. O. Solar Phys. 1985. V. 100. N. 1/2. P. 189–208.