

**ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ РОССИЙСКОЙ
ФЕДЕРАЦИИ ПО ВЫСШЕМУ ОБРАЗОВАНИЮ**

Известия высших учебных заведений

РАДИОФИЗИКА

ежемесячный научно-технический журнал .

Издаётся с апреля 1958 г.

Том XXXIX N 10

Нижний Новгород

1996

Содержание

Материалы "Всероссийской конференции по физике Солнца"

Тлатов А. Г. Модель солнечного магнитного цикла с меридиональным потоком, замкнутым внутри конвективной зоны	1187
Миронова И. В. Влияние разных теорий конвекции на строение солнечной оболочки и спектр колебаний Солнца.....	1194
Аюков С. В., Батурина В. А. Модели Солнца с гелиосейсмическим профилем скорости звука	1199
Котов В. А., Котов С. В. От сейсмологии Солнца к ограничениям стандартной космологии	1204
Котов В. А. Пульсар внутри Солнца?.....	1210
Касинский В. В., Сотникова Р. Т. Эффект рассеяния p -, g -волновых мод хромосфера на магнитной структуре солнечных пятен и вспышки.....	1215
Эгамбердиев Ш. А. О вращательном расщеплении акустических мод низких степеней	1218
Макарова Е. А., Сарычев А. П. Поток солнечного излучения: современные данные и перспективные задачи	1222
Е. А. Макарова Е. А., Рошина Е. М., Сарычев А. П. Наблюдаемая интенсивность континуума Солнца в области 0,33–2,45 МКМ.....	1230
Харитонов А. В., Фнязева Л. Н. Показатели цвета Солнца в инфракрасной области	1234
Нусинов А. А. Гистерезис потока крайнего ультрафиолетового излучения Солнца и связь его характеристик с амплитудой цикла активности.....	1237

Бурлов-Васильев К. А., Васильева И. Э., Матвеев Ю. Б. Новый ряд данных об абсолютном распределении энергии солнечного излучения в области 310–1070 нм.....	1242
Нусинов А. А., Антонова Л. А., Катюшина В. В. Область Е ионосферы и долина межслоевой ионизации как индикатор солнечного излучения в диапазоне 10–30 нм	1249
Алибегов М. М. Стохастический резонанс и выделение 25-суточной периодичности солнечной активности.....	1254
Веселовский И. С. Высокоширотная и полярная гелиосфера	1257
Макаров В. И., Тлатов А. Г., Фатьянов М. П. Трёхмерное моделирование короны на различных фазах солнечного магнитного цикла. Период: 1870–1991 гг.....	1268
Филиппов Б. П., Шилова Н. С. Корональные дыры с седловой структурой по данным наблюдений <i>Yohkoh</i>	1275
Клепиков В. Ю. Связь магнитного поля и доплеровской скорости в спокойных солнечных протуберанцах	1280
Ким И. С., Крусанова Н. Л., Мацуура О. Т., Мэлмен Дж., Микаэлян Р. Г., Орешкина Т. Н., Пикаццио Э. О применении цветной фотометрии для поиска эффекта “покраснения” солнечной короны.....	1287
Калинин М. С., Крайнев М. Б. Метод редукции трёхмерного уравнения модуляции галактических космических лучей.....	1292
Ким И. С., Бугаенко О. И., Биленко И. А., Кучми С., Мацуура О. Т., Пикаццио Э. Кинокоронограф–поляриметр: алгоритм построения поляризационных изображений солнечной короны	1298
Демидов М. Л. Проблема нулевого уровня солнечных магнитографов и наблюдения крупномасштабных магнитных полей.....	1306
Григорьев В. М., Кобанов Н. И. Метод бихроматического изображения в исследованиях Солнца	1315
Бурлов–Васильев К. А., Васильева И. Э., Гуртовенко Э. А., Матвеев Ю. Б. Большой солнечный телескоп ГАО НАН Украины на Кавказе	1326
Смирнов Р. В., Кононович Э. В. Проявление гелио-геомагнитной активности в преобразованиях циркуляционных форм в тропосфере	1335
Смирнов Р. В., Кононович Э. В. Некоторые аспекты проявления солнечной цикличности в нижней атмосфере Земли	1342

УДК 523.947

МОДЕЛЬ СОЛНЕЧНОГО МАГНИТНОГО ЦИКЛА С МЕРИДИОНАЛЬНЫМ ПОТОКОМ, ЗАМКНУТЫМ ВНУТРИ КОНВЕКТИВНОЙ ЗОНЫ

А. Г. Тлатов

В работе рассмотрена модель солнечного цикла, в которой регенерация полоидального поля происходит в результате увлечения магнитного поля потоком вещества, совершающего замкнутую циркуляцию, в конвективной зоне. Поток направлен от экватора к полюсам около поверхности и от полюсов к экватору у основания конвективной зоны Солнца. При этом вблизи основания конвективной зоны, около полюсов, под действием потока вещества образуется петля нового полоидального магнитного поля, причём полоидальное поле на верхней границе потока вещества направлено противоположно полоидальному полю текущего цикла и является источником поля нового магнитного цикла, а полоидальное поле на нижней границе имеет знак, совпадающий с направлением полоидального поля текущего цикла, но оказывается захваченным в узком слое между дном конвективной зоны и движущимся потоком. С течением времени, полоидальное поле нового цикла вытягивается движущимся потоком от полюсов к экватору, обеспечивая возможность генерации тороидального поля из-за дифференциального вращения и смену знака магнитного поля в 11 летнем цикле. Характерное время всплыивания магнитного поля захваченным между дном конвективной зоны и околодонным потоком считается гораздо большим 11-летнего периода, так что поля нескольких циклов в этой области налагаются и взаимокомпенсируются. Проведены численные расчёты, моделирующие циклическое изменение солнечной активности и топологию смены знака поверхностного магнитного поля.

1. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

С выходом работ Бэбкока [1] и Лейтона [2, 3] активно развиваются динамики модели солнечного цикла, включающие миграцию поверхностного магнитного поля к полюсам за счёт меридионального потока и суперградиентной диффузии. Однако за последнее время появились новые наблюдательные и теоретические факты, приводящие к необходимости модифицировать $\alpha\omega$ -динамику модель Бэбкока–Лейтона. Так, например, исследования плавучести магнитного поля внутри конвективной зоны показали, что зона генерации нового магнитного поля может существовать только в достаточно тонком слое у основания конвективной зоны [4, 5] $R_h = 0,7R_0$. В этой связи, достаточно проблематичным является предположение ранних [1, 2] и более поздних модификаций моделей Бэбкока–Лейтона [7], что

А. Г. Тлатов

1187

полоидальное поле нового цикла вначале появляется вблизи поверхности Солнца в результате вытягивания магнитного поля биполярных областей при дрейфе хвостовых частей солнечных пятен к полюсам, а затем погружается к зоне генерации.

В данной работе предложен отличный механизм регенерации полоидального магнитного поля. Следуя [6], можно предположить, что поток вещества на Солнце направлен вблизи поверхности к полюсам со средней скоростью v_s , а у основания конвективной зоны движется от полюсов к экватору со скоростью v_h . Тогда, взаимодействие потока плазмы с магнитным полем будет приводить к затягиванию радиально направленного магнитного поля в приполярных областях к основанию конвективной зоны, при этом на верхней границе потока вещества, текущего у основания конвективной зоны, естественным образом формируется полоидальное магнитное поле с направлением, противоположным направлению первоначального магнитного поля (рис. 1).

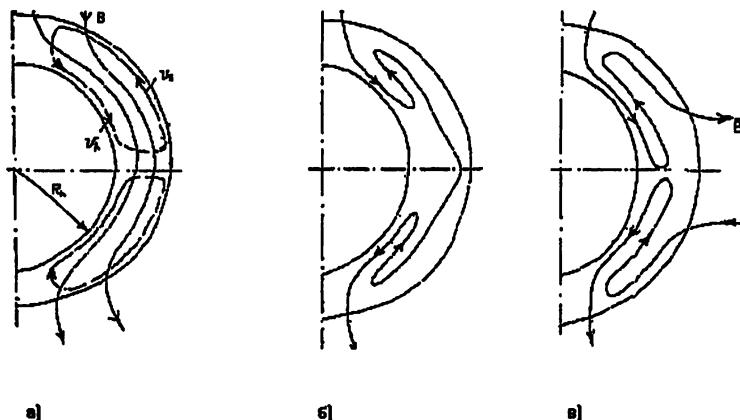


Рис. 1. Условная схема регенерации полоидального поля в солнечном цикле.
 а) Начальное распределение силовых линий магнитного поля. Меридиональный поток направлен на поверхности от экватора к полюсам со скоростью v_s , и от полюсов к экватору у основания конвективной зоны со скоростью v_h . б) Начало образования петли нового поля вблизи полюсов у основания конвективной зоны. в) Всплытие источников поля нового цикла, сопровождающееся переполюсовкой поверхностного магнитного поля.

С течением времени, полоидальная компонента первоначального магнитного поля всплывает вместе со сгенерированным тороидальным полем от основания конвективной зоны к поверхности, а на её месте возникает глобальное полоидальное поле противоположной полярности. Магнитное поле вблизи нижней границы потока вещества у основания конвективной зоны остаётся захваченной в узком слое вблизи дна конвективной зоны, так как поток вещества, направленный вдоль меридиана, препятствует

радиальному искривлению силовых линий. При этом характерное время проникновения его к поверхности считается гораздо большим 11-летнего периода, а поля нескольких циклов накладываются друг на друга и взаимокомпенсируются. Таким образом, в данной модели, полоидальное поле нового цикла образуется в результате искривления радиального поверхностного поля в приполярных областях под действием потока вещества. Оценки показывают, что скорость всплыvания магнитного поля, равная альфвеновской скорости $v_A = 2,8 \cdot 10^{12} B \cdot n$ [м/с] (где B — магнитное поле в [Гс], n — плотность в [1/м³]), сравнивается со скоростью погружения $v = 3 - 10$ м/с уже на глубине 10^4 км под поверхностью Солнца, следовательно, поток вещества может успешно увлекать за собой магнитное поле. Время переноса магнитного поля от около поверхностных областей к основанию конвективной зоны составляет в этом случае 1–3 года. Таким образом, можно принять следующую модель генерации магнитного поля: всплывающие источники магнитного поля S приводят к изменению радиального поверхностного магнитного поля B_s , подверженному меридиональной циркуляции и диффузии K_s . Изменение поверхностного магнитного поля можно описать уравнением

$$\frac{\partial B_s}{\partial t} = -\frac{1}{R_0 \sin \theta} \frac{\partial (B_s v_s \sin \theta)}{\partial \theta} + \frac{K_s}{R_0^2 \sin \theta} \frac{\partial (\sin(\theta) \cdot \frac{\partial B_s}{\partial \theta})}{\partial \theta} + S + \text{disip1}, \quad (1)$$

где disip — диссипационный член. Поверхностное магнитное поле B_s , погружаясь вместе с веществом к основанию конвективной зоны, переносит к слою генерации полоидальную компоненту магнитного поля B_θ . Уравнение изменения поля B_θ запишем в виде:

$$\frac{\partial B_\theta}{\partial t} = -\frac{1}{R_h \sin \theta} \frac{\partial (B_\theta v_h \sin \theta)}{\partial \theta} + \frac{K_h}{R_h^2 \sin \theta} \frac{\partial (\sin(\theta) \cdot \frac{\partial B_\theta}{\partial \theta})}{\partial \theta} + \text{disip2}, \quad (2)$$

Для тороидальной компоненты магнитного поля в слое генерации B_ϕ используем уравнение, описывающее генерацию магнитного поля вследствие дифференциального вращения, переноса вместе с потоком вещества, диффузию и диссипацию:

$$\frac{\partial B_\phi}{\partial t} = \sin(\theta) \cdot \frac{\partial \omega}{\partial \theta} B_\theta - \frac{1}{R_h} \frac{\partial (B_\phi v_h)}{\partial \theta} + \frac{K_h}{R_h^2} \frac{\partial (\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial (B_\phi \sin \theta)}{\partial \theta})}{\partial \theta} + \text{disip3}, \quad (3)$$

Границные условия на экваторе $\theta = 90^\circ$ примем для компонент магнитного поля как: $B_\phi = 0$, $\partial B_\theta / \partial \theta = 0$, $\partial B_\theta / \partial \theta = 0$. Учитывая, что широта области погружения вещества имеет конечные размеры, граничные условия около полюсов поставим для широты $\theta_1 = 10^\circ$: $B_\phi = 0$, $\partial B_s / \partial \theta = 0$. Для компоненты магнитного поля B_θ граничное условие при $\theta_1 = 10^\circ$ зависит от значения магнитного поля в приповерхностном слое

B_s , но с учётом запаздывания на время, необходимое для переноса магнитного поля от поверхности к основанию конвективной зоны. В этом случае граничное условие для компоненты магнитного поля B_θ в приполярной области можно записать:

$$B_\theta = k B_s(\theta, t - \Delta t) \text{ при } \theta = \theta_1, \quad (4)$$

где Δt — период запаздывания, k — некоторый коэффициент. Система уравнений (1)–(4) с граничными условиями решалась численно. Параметры модели принимались следующие: $R_h = 0,7 R_0$, $h = 0,1 R_0$, $K_h = 10^7 \text{ м}^2/\text{с}$, $K_s = 6 \cdot 10^8 \text{ м}^2/\text{с}$. Скорость циркуляции на поверхности ($r = R_0$) и у основания конвективной зоны ($r = R_h$) задавалась: $v_s = -v_s^0 \sin(\theta) \cos(\theta)^{0,1} \text{ м/с}$, $v_h = v_h^0 \sin(\theta)^p \cos(\theta)^q$, где $v_s^0 = 5 \text{ м/с}$, $v_h^0 = 3 \text{ м/с}$, $p = q = 0,2$. Угловая скорость в зоне генерации магнитного поля определялась по формуле Ньютона–Нанна [8]:

$$\omega = 13,39 - 2,77 \cos(\theta)^2 \text{ [градус/день].}$$

Интенсивность источников магнитного поля $S(R_0, \theta, t)$ находилась, согласно [7], как:

$$S = \frac{1}{\sigma} \frac{(h R_h)}{R_0^2} \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial (B_\phi^3 \cos \theta)}{\partial \theta},$$

где принималось, что $\sigma = 1,4 \cdot 10^7 \text{ Гс}^2$. Период переноса магнитного поля Δt от поверхности $r = R_0$ к зоне генерации выбирался равным 2 годам, коэффициент связи полярного поверхностного поля и граничного условия для полоидального магнитного поля в приполярной области задавался: $k = -10$. Диссипативные члены для компонент магнитного поля B_s , B_θ , B_ϕ задавались как:

$$\text{disip1} = \frac{B_\theta^3}{(22 \cdot \text{год} \cdot 5 \Gamma \text{с} \cdot 5 \Gamma \text{с})}, \quad \text{disip2} = \frac{B_\theta}{(35 \cdot \text{год})}, \quad \text{disip3} = \frac{B_\phi}{(35 \cdot \text{год})}.$$

Начальными параметрами для проведения расчетов в момент времени $t=0$ поверхностное магнитное поле B_s задавалось $B_s = 10 \text{ Гс}$. Расчет проводился до выхода периодического процесса на установившийся режим.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Поверхностное поле B_s в данной модели соответствует осесимметричной компоненте крупномасштабного магнитного поля Солнца. Для проведения сравнения топологии смены знака крупномасштабного магнитного поля использовалась широтно–временная диаграмма зон разделов полярности, составленная по Н-альфа картам [12–14] за период с 1918

по 1991 гг., сглаженая по 10 керригтоновским оборотам и осреднённая по северному и южному полушариям (рис. 2,а). Топология смены знака магнитного поля B_s для заданных параметров модели представлена на рис. 2,б.

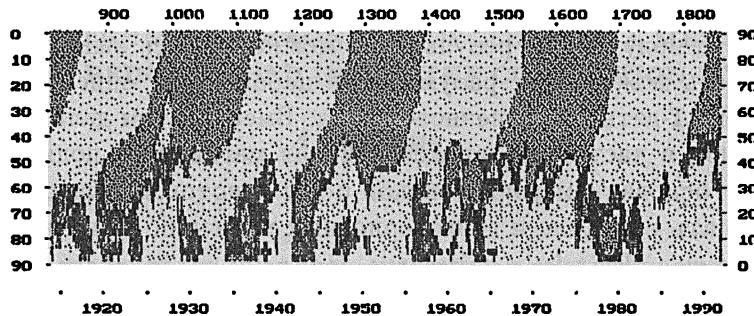


Рис. 2а. Широтно-временная диаграмма переполюсовки крупномасштабного поверхностного магнитного поля, полученная при обработке ряда Н-альфа синоптических карт за период, равный 815-1855 кэрингтоновским оборотам. Поверхностное магнитное поле осреднено по полушариям и сглажено по 3-м оборотам.

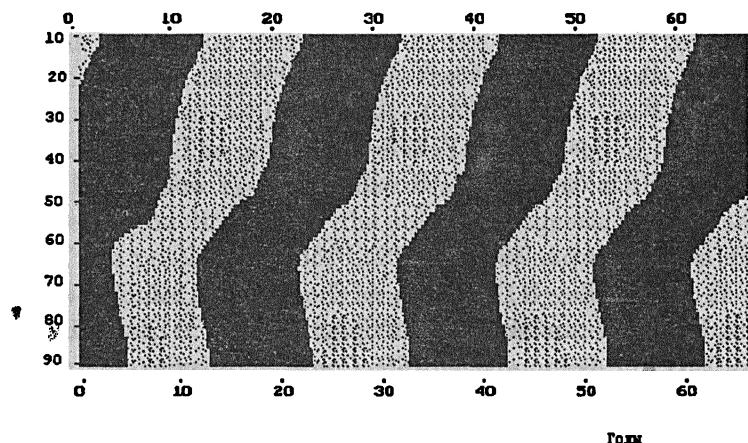


Рис. 2б. Широтно-временная диаграмма смены знака поверхностного магнитного поля B_s , полученная в результате расчёта с параметрами, описанными в тексте для основного варианта.

Сравнение показывает, что по данным Н-альфа карт и по результатам модельных расчётов смена знака поверхностного магнитного поля под действием источников магнитного поля нового цикла начинается на средних широтах $\theta = 40 - 50^\circ$ и в течение короткого времени дрейфует к экватору. Смещение линии смены знака в высокоширотные области имеет достаточно низкую скорость в период минимума появления пятен и высокую вблизи максимума цикла солнечных пятен, что соответствует в

модели максимуму источников магнитного поля S . Переполюсовка полярных областей происходит спустя 1–3 года после прохождения максимума солнечных пятен. Движение источников магнитного поля S натравлено от полярных областей к экватору со временем прохождения 18 лет и имеет свой максимум в области широт $\theta = 70 - 80^\circ$, что соответствует диаграммам “бабочек” солнечных пятен.

Суммируя полученные результаты, можно сделать вывод о том, что данная модель может, при разумных её параметрах, описать основные особенности 11-летнего солнечного цикла. Вместе с тем дальнейшее развитие модели, в частности, анализ влияния магнитного поля, захваченного между основанием конвективной зоны и потоком вещества, может позволить дать описание и долгопериодных вариаций солнечной цикличности.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, Грант 93-0217133 и Международного научного фонда, Грант ISF JB5100.

ЛИТЕРАТУРА

1. Babcock H. W. // ApJ. 1961. V. 133. P. 572.
2. Leighton R. B. // ApJ. 1964. V. 140. P. 1547.
3. Leighton R. B. // ApJ. 1969. V. 156. P. 1.
4. Parker E. N. // ApJ. 1975. V. 198. P. 205.
5. Durney B. R., DeYoung D. S., Roxburg I. W. // Solar Phys. 1993. V. 145. P. 207.
6. Durney B. R. // ApJ. 1993. V. 407. P. 367.
7. Wang Y.-M., Shelley N. R., Nash A. G. // ApJ. 1991. V. 383. P. 431.
8. Newton H. W., Nunn M. L. // MNRAS. 1951. V. 111. P. 413.
9. Stenflo J. O. // Solar Cycle ASP Conference series /Ed. K. L. Harvey. 1992. V. 27. P. 421.
10. Harvey K. L. // Solar Cycle ASP Conference series /Ed. K. L. Harvey. 1992. V. 27. P. 335.
11. Витинский Ю. И., Копецкий М., Кукин Г. В. // Статистика и пятнообразовательная деятельность на Солнце. —М.: Наука, 1986. 296 с.
12. Makarov V. I. and Sivaraman K. R. // Kodaikanal Obs. Bull. 1986. V. 7. P. 2.
13. McIntosh P. S. // Annotated Atlas of H Synoptic Charts. — Worlg Data Center A, NOAA, 1979.
14. Solar Geophys Data. — Boulder: US Department of Commerce, 1964-1978.

Кисловодская горная
астрономическая станция ГАО
РАН, Россия

Поступила в редакцию
15 июня 1996 г.

A MODEL OF THE SOLAR MAGNETIC CYCLE WITH A MERIDIONAL
STREAM BEING CLOSED INSIDE THE CONVECTION ZONE

A. G. Tlatov

A dynamo-model of the solar cycle suggesting a relatively new mechanism for generation of poloidal magnetic fields was investigated. This model considers meridional motions, with material rising at the equator and sinking at the poles, allowing transferral of magnetic fields from the surface to the generation layer at the base of the convection zone. In addition to the surface stream of material and large scale magnetic field from the equator to the poles, we propose the formation of loops of a new poloidal magnetic field near the poles. Near the base of the convection zone, thin meridional streams transfer the end of this loop from the poles to the equator. The loop consists of poloidal fields on the top and bottom of the stream near the base of the convection zone. Thus, deeply seated in the convection zone, new poloidal magnetic fields are formed, which are opposite in sign to the poloidal fields of the current solar cycle. The new poloidal fields on the top of the stream later become the fields of a new 11-year cycle. We note, that at the bottom of the meridional stream, the direction of the poloidal magnetic field is the same as the direction of the poloidal field of the present solar cycle. The lifetime for this deep seated poloidal field is much longer than 11 years, due to the motions of material, which keep it from rising quickly. Therefore, the meridional loop of the following solar cycle has a poloidal field opposite in direction to the poloidal field at the base of the convection zone. Thus, the poloidal field at the bottom of the meridional stream is compensated. The numerical model calculates the magnetic fields for layers at the surface and the bottom of the convection zone.

УДК 523.9-55

ВЛИЯНИЕ РАЗНЫХ ТЕОРИЙ КОНВЕКЦИИ НА СТРОЕНИЕ СОЛНЕЧНОЙ ОБОЛОЧКИ И СПЕКТР КОЛЕБАНИЙ СОЛНЦА

И. В. Миронова

Исследуется структура солнечной конвективной зоны. Стандартная теория конвекции (теория длины пути перемешивания) сравнивается с несколькими альтернативными теориями. Изучается влияние области суперадиабатической конвекции на спектр акустических колебаний. Показывается, что внешние суперадиабатические слои имеют сильный эффект на спектр пятиминутных колебаний, особенно для высоких частот. Сравнение с наблюдаемым спектром колебаний указывает на уменьшение разности частот для тех теорий конвекции, которые дают более крутой суперадиабатический градиент во внешних слоях конвективной зоны.

В настоящей работе будут рассмотрены несколько теорий турбулентной конвекции, и показано их влияние на собственные частоты колебаний Солнца.

Конвективная зона Солнца (КЗ), не является везде одинаковой по степени важности влияния на собственные пятиминутные колебания. Толщина КЗ, согласно гелиосеймологическим данным, составляет порядка 200000 км ($\pm 2\%$) [1] и практически вся она является адиабатической, кроме узкого предповерхностного слоя, шириной порядка 1000 км. По влиянию на собственные частоты колебаний выбор теории конвекции для адиабатической части КЗ не играет никакой роли. В этой части КЗ хорошо работает классическая теория длины пути перемешивания (ТДПП). Узкий же слой на вершине КЗ связан с резко меняющимися физическими условиями: ионизацией водорода, ролью радиативного переноса энергии и т.д. Эту зону иногда называют зоной фотосферной конвекции и она является по существу сложной границей всей КЗ. Отметим, что для $\nabla - \nabla_{ad} > 0,01$ толщина суперадиабатического слоя равна 1000 км, а для $\nabla - \nabla_{ad} > 0,1$ — вообще составляет пик порядка 200 км (где ∇ — логарифмический градиент температуры, а ∇_{ad} — адиабатический градиент). Как правило, все изменения в теориях конвекции, сколь сложны бы они не были, затрагивают строение именно этого узкого сверхадиабатического слоя. Попытаемся локализовать область солнечной КЗ, строение которой может объяснить разность наблюдаемых и теоретических частот. Как показано в нашей работе [2], верхние точки отражения (или поворота) для мод низких частот $\nu < 2000$ мкГц лежат сразу под областью сверхадиабатической конвекции, и, как следствие, изменения в описании

конвекции не затрагивают частоты этих мод. Для мод $\nu > 2000$ мкГц эта область является потенциальным отражающим барьером, и её строение существенно. Приведённые выше соображения может проиллюстрировать рис. 1, где хорошо видно, что для всех моделей конвекции нет никакого влияния на $\nu < 2000$ мкГц, тогда как для $\nu > 2000$ мкГц наблюдается растущая с частотой разность частот. В связи с этим можно заметить, что отсутствие влияния теорий конвекции на моды низких частот может означать, что разность частот, которая видна для $\nu > 2000$ мкГц, связана с областью лежащей выше верхней точки отражения для мод с частотой $\nu = 2000$ мкГц, которая находится ниже области сверхадиабатической конвекции и расположена приблизительно на радиусе $r/R_{\text{sun}} = 0,9988$. Поэтому причина расхождения частот для $\nu > 2000$ мкГц лежит или в области сверхадиабатической конвекции или же выше в атмосфере.

Обычно стандартные солнечные модели рассчитываются с ТДПП (MLT) [3–4]. Эта теория очень приблизительная и далеко не описывает всех особенностей солнечной плазмы, тем удивительней то неплохое согласие теоретических и наблюдаемых частот, которое она даёт. Тем не менее, всегда делались попытки её замены, основанные как на изменениях в рамках представлений самой ТДПП [5–8], так и на использовании численных представлений конвекции [9–13].

Более подробно остановимся на теории Кануто, Массителли [8], она отличается от MLT учётом полного спектра конечных размеров для конвективных элементов, тогда как в MLT предполагается только один размер, кроме того, авторы совместили со своей теорией и идею переменной длины пути перемешивания Λ вводя её следующим образом: $\Lambda = a(z - z_0)$ (где z — расстояние от вершины КЗ до данной точки, z_0 — вершина КЗ и a — вариационный параметр, введённый нами). Таким образом мы будем рассматривать две их теории конвекции: одну ту, где учтена только новая физика, такую модель мы будем называть СМ и другую, в которой учтена дополнительно и переменная длина пути перемешивания — СМ_z.

Целый ряд работ посвящён численному, двухмерному и трёхмерному моделированию [9–13]. Однако, полученные авторами результаты затруднительно использовать в прямых кодах расчётов моделей. Именно поэтому Чен и Софиа [13] вывели достаточно простые аппроксимационные формулы основных динамических и термодинамических величин, которые легко включаются в стандартные коды расчётов. Первоначально формулы были выведены для глубоких адиабатических частей КЗ. По физике их расчёты отличаются наличием потока кинетической энергии, связанной с движением конвективных элементов, т.е. ни средний кинетический поток, ни средняя скорость не равны в этом случае нулю, как это было для MLT. Лейдоном и др. были предприняты попытки посчитать с этими формулами солнечную модель [14], которую мы в дальнейшем будем использовать под названием LFS.

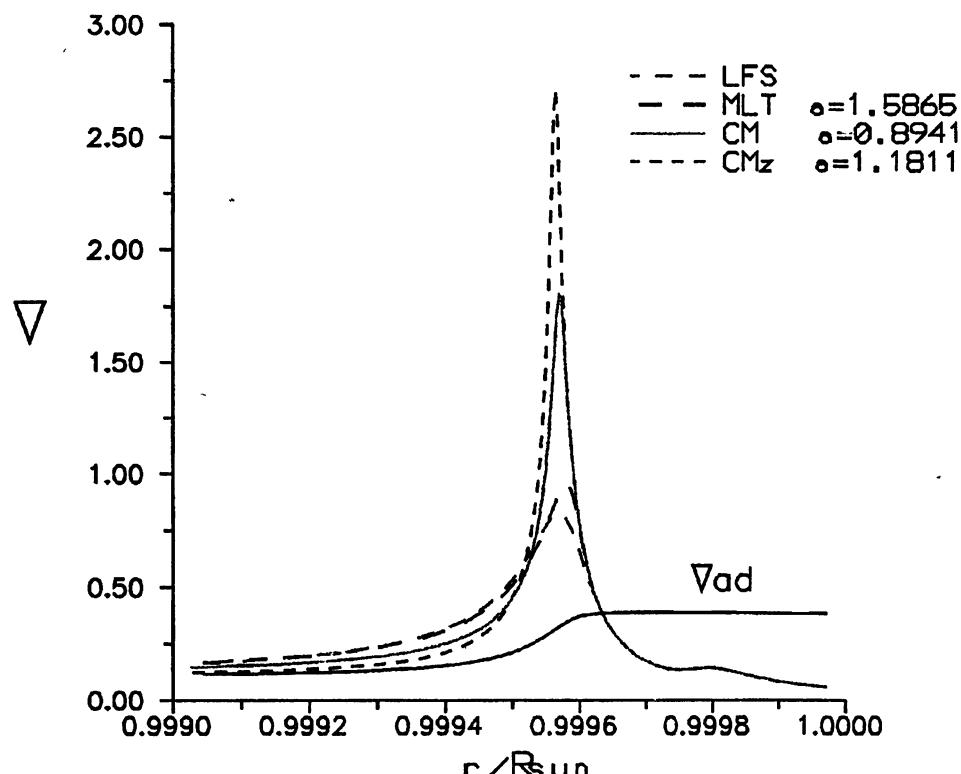


Рис. 1. Разность теоретических и наблюдаемых частот в зависимости от частоты. Представлены частоты, которые полностью захвачены в КЗ. При этом степень моды l меняется от 20 до 120, а круговая частота ω от 3000 до 5000 сек.

Все выше описанные теории конвекции, а именно MLT, CM, CMz и LFS, были посчитаны нами в наших собственных кодах расчётов для того, чтобы обеспечить одинаковые условия для сравнения моделей. В настоящей работе не рассчитывалась подная модель Солнца, а только модели конвективных оболочек (подробнее см. работу Батурина, Мироновой [2]). Все модели пришлось привязывать к модели LFS, так как эта модель не имеет свободного параметра, аналогичного α в MLT и a в CMz, и ее невозможно изменять. Путем варьирования параметра α и a в моделях MLT, CM, CMz, мы привели эти модели к одному и тому же значению удельной энтропии на дне КЗ, что означает, что мы сшили эти оболочки с одним и тем же ядром и получили модели имеющие одинаковое ядро, но разные конвективные оболочки [15]. Более подробно о расчете энтропии и необходимости привязки моделей именно к одинаковой энтропии см. в работах Воронцова, Батурина, Памятных [16] и Батурина, Аюкова [17].

Для всех вышеназванных теорий конвекции, были рассчитаны модели оболочек и затем собственные частоты колебаний для этих моделей. На

рис. 1 показаны разности наблюдаемых и теоретических частот в зависимости от частоты, на рис. 2 показаны логарифмические градиенты температуры этих моделей в зависимости от радиуса.

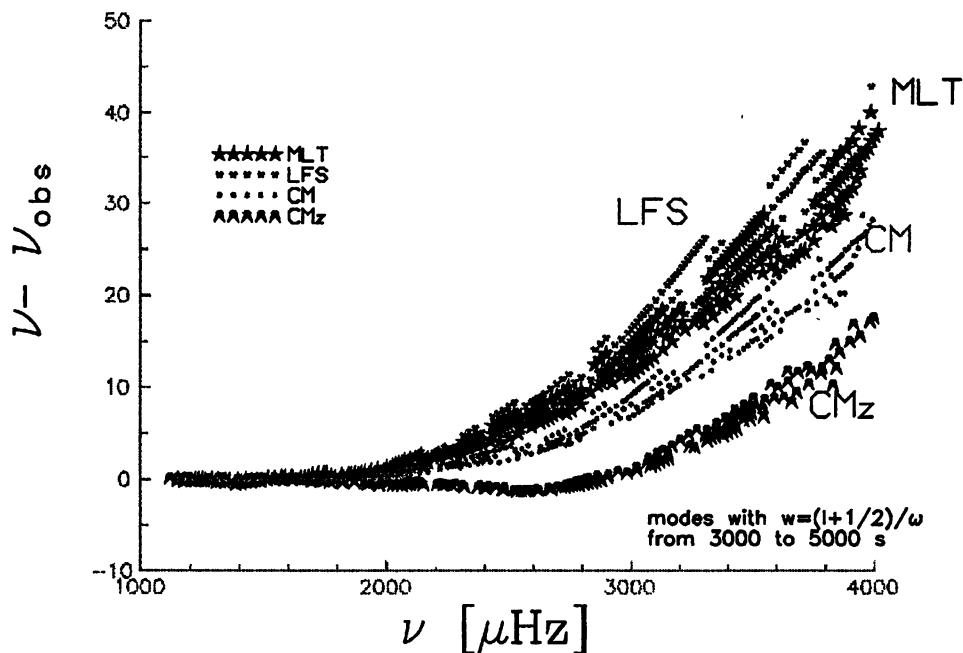


Рис. 2. Логарифмический градиент температуры в зависимости от радиуса. Для всех моделей удельная энтропия дна КЗ $S/R_{\text{газ}} = 21,36$ моль/г (где $R_{\text{газ}}$ — универсальная газовая постоянная), радиус дна КЗ $r/R_{\text{sun}} = 0,7235$, содержание водорода $X = 0,73$, содержание металлов $Z = 0,02$. (Для модели CMz $z_0 = r/R_{\text{sun}} = 0,999878$.)

Рассмотрим полученные результаты. При сравнении рис. 1 и 2 видна следующая закономерность: чем более крутой градиент у поверхности, т.е. чем дальше он близок к радиативному, тем лучше получается согласие частот. Исходя из этого, можно сказать, что модель CMz наилучшим образом отвечает критерию согласия частот. Однако очевидно также, что согласовать высокие частоты путём применения вышеназванных теорий конвекции не удается. Модель LFS, посчитанная по аппроксимациям для трёхмерных расчётов, оказалась в этом смысле хуже даже, чем MLT. В связи с этим заметим, что скорее всего плохи не трёхмерные расчёты, а применение Лейденом и др. аппроксимационных формул, выведенных для адиабатической части в верхних суперадиабатических слоях КЗ.

Заключение. Итак следует констатировать тот факт, что тестирование известных нам теорий конвекции может улучшить согласие теоретических и наблюдаемых собственных частот колебаний, но во всех случаях остаётся слишком большая разница для частот выше 3000 мГц.

ЛИТЕРАТУРА

1. Christensen-Dalsgaard J., Gough D. O. and Thompson M. J. // *Astrophys.J.*, 1991. V. 378. P. 413.
2. Батурина В. А., Миронова И. В. // Астрон.ж., 1995. Т. 72. С. 120.
3. Boehm-Vitense E. // *Zs.Ap.*, 1958. V. 46. P. 108.
4. Cox J. P., Giuliani R. T. *Principles of Stellar Structure*. New York: Gordon and Breach, 1968.
5. Deupree R. G., Varner T. M. // *Astrophys.J.*, 1980. V. 237. P. 558.
6. Gabriel M. // *Astron.Astrophys.*, 1994. V. 281. P. 551.
7. Gabriel M. // *Astron.Astrophys.* 1995. V. 302. P. 271.
8. Canuto V. M., Mazzitelli I. // *Astrophys.J.*, 1991. V. 370. P. 295.
9. Stein R. F., Nordlund A. A. // *Astrophys.J.*, 1989. V. 342. P. L95
10. Nordlund A. A., Dravins D. // *Astron.Astrophys.*, 1990. V. 228. P. 155.
11. Chan K. L., Sofia S. // *Astrophys.J.*, 1984. V. 282. P. 550.
12. Chan K. L., Sofia S. // *Astrophys.J.*, 1986. V. 307. P. 222.
13. Chan K. L., Sofia S. // *Astrophys.J.*, 1989. V. 336. P. 1022.
14. Leydon T. J., Fox P. A. and Sofia S. // *Astrophys.J.*, 1992. V. 397. P. 701.
15. Gough D., Weiss N. O. // *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 1976. V. 176. P. 589.
16. Vorontsov S. V., Baturin V. A. and Pamyatnykh A. A. // *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 1992. V. 257. P. 3.
17. Батурина В. А., Аюков С. В. // Астрон.ж., 1995. Т. 72. С. 549.

Государственный
астрономический институт
им. П. К. Штернберга, г. Москва,
Россия

Поступила в редакцию
14 июня 1996 г.

**THE INFLUENCE OF DIFFERENT THEORIES OF CONVECTION ON
THE SOLAR ENVELOPE STRUCTURE AND FIVE MINUTE
OSCILLATION SPECTRUM OF THE SUN**

I. V. Mironova

We consider the structure of the solar convective zone. The standard MLT description is compared with the alternative theories of convection by Canuto, Mazzitelli and by Leydon, Fox, Sofia. The influence of the superadiabatic convection region on the spectrum of the acoustic oscillations is studied. It is shown that the outermost layers have a strong effect on the spectrum of the five-minute oscillations, particularly for high frequencies. Comparison with the observational spectrum reveals a discrepancy decrease for high frequencies for the theories of convection which have a greater superadiabatic gradient in the outermost layers.

УДК 523.9

МОДЕЛИ СОЛНЦА С ГЕЛИОСЕЙСМИЧЕСКИМ ПРОФИЛЕМ СКОРОСТИ ЗВУКА

С. В. Аюков, В. А. Батурина

Рассмотрена задача построения модели современного Солнца при условии заданной скорости звука в лучистой зоне. Показано, что свободным параметром при этом остаётся химический состав, а значение энтропии адиабатической части конвективной зоны определяется в процессе построения модели. Из сравнения параметров построенного семейства моделей, имеющих классический профиль химического состава, с гелиосейсмическими калибровками солнечной оболочки выявлено их рассогласование. Исследование сейсмических свойств солнечного ядра для рассматриваемого семейства моделей показывает, что наиболее согласующейся с данными наблюдений является модель, ближайшая к стандартной солнечной модели.

1. ВВЕДЕНИЕ

Мы изучаем возможность расчёта "гелиосейсмически корректной" модели Солнца. Окончательной целью должна быть модель, собственные частоты колебаний которой совпадают с наблюдаемыми. Однако на этом пути существует множество препятствий, главным образом из-за двух фактов: 1) частоты зависят от множества факторов, в частности, свойств атмосферы и конвективной зоны; 2) частоты колебаний представляют собой интегральные характеристики всего Солнца в целом. Чтобы обойти эти сложности, мы использовали специальные производные от спектра колебаний: а) параметры солнечной оболочки (содержание гелия на поверхности Y и удельную энтропию вещества адиабатической части конвективной зоны S [1]), б) определение глубины конвективной зоны [2], в) профиль скорости звука в недрах Солнца [3]. Затем мы пытались получить модель Солнца, согласованную с ними.

Чтобы иметь возможность рассчитывать модели, отличные от стандартной, расширим класс моделей Солнца с помощью допущения, что современные таблицы непрозрачности (таблицы Ливерморской лаборатории [4]) могут быть разумным образом изменены. Непрозрачность, по-видимому, является наиболее плохо известным компонентом солнечной модели, так что это предположение не выглядит чересчур искусственным.

Возможность получения солнечной модели с сейсмическими значениями параметров оболочки (S, Y) и глубины конвективной зоны была изучена в [5, 6]. Показано, что такая модель может быть рассчитана, но требуемые изменения непрозрачности очень велики и неравномерны (см. [6]).

Далее, такая модель имеет профиль скорости звука, несовместимый с гелиосейсмическим [3] (см. рис. 1).

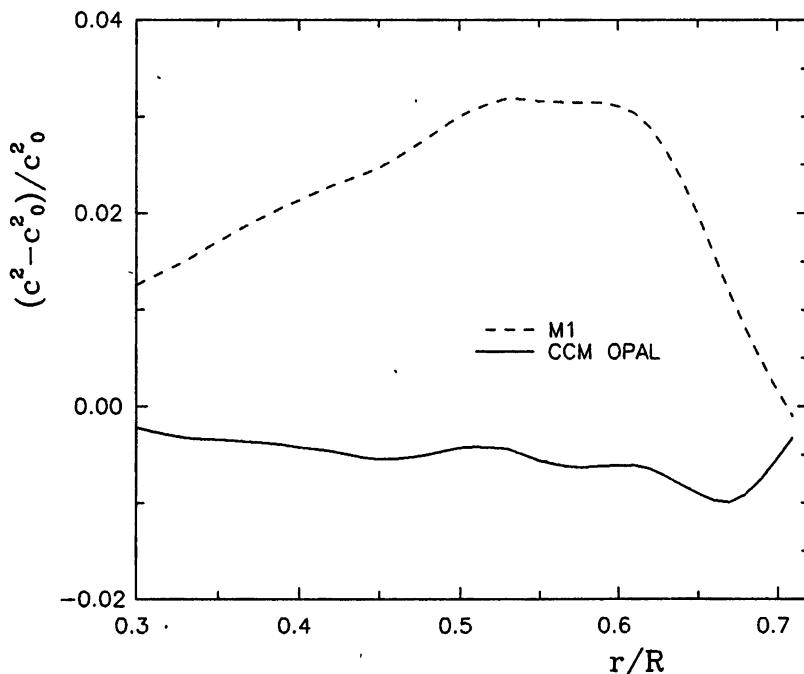


Рис. 1. Профиль скорости звука в двух моделях Солнца — стандартной модели с непрозрачностями Ливерморской лаборатории [4] и модели М1 из [6], в которой непрозрачность изменена, чтобы получить “правильные” значения параметров оболочки. Нуль (c_0) — скорость звука из [3], полученная из наблюдаемых частот.

Как можно видеть из рис. 1, стандартная солнечная модель имеет профиль скорости звука, весьма близкий к гелиосейсмическому.

2. МОДЕЛИ СОЛНЦА С ЗАДАННЫМ ПРОФИЛЕМ СКОРОСТИ ЗВУКА

Поскольку попытка рассчитать модель, опираясь на параметры оболочки, взятые из [1], не выглядит удачной, можно попробовать использовать профиль скорости звука. Он известен не везде: в ядре Солнца он не может быть получен с достаточной степенью точности (из-за ограниченного диапазона спектра колебаний). С другой стороны, все солнечные модели имеют практически одинаковую скорость звука в конвективной зоне из-за адиабатической стратификации. Следовательно, будем рассматривать подгонку скорости звука только в лучистой зоне Солнца, т.е.

от $r/R = 0,3$ до нижней границы конвективной зоны (приблизительно $r/R = 0,7$).

Требуемый профиль скорости звука может быть получен при помощи выбора величины непрозрачности в соответствии с производной скорости звука:

$$\frac{d \ln c^2}{\ln P} = 1 - \frac{1}{\Gamma_1} - Q \left[\nabla_{ad} - \frac{3L}{16ac\pi GM_r} \frac{P}{T^4} \kappa \right] \quad (1)$$

(принимая $\Gamma_1 = \text{const}$).

Однако, несмотря на фиксацию профиля скорости звука, у нас всё ещё есть один свободный параметр: содержание гелия в оболочке. Содержание гелия в конвективной зоне и в лучистой зоне одно и то же (считаем, что диффузия отсутствует). Была рассчитана серия моделей с разными Y [6]; коррекции непрозрачности в этих моделях изображены на рис. 2.

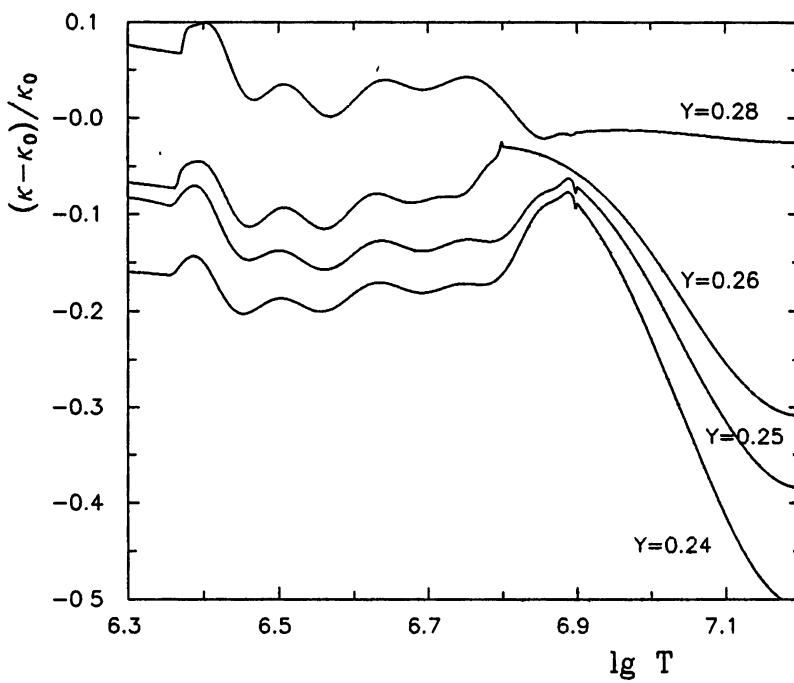


Рис. 2. Коррекция непрозрачности в моделях с различным содержанием гелия на поверхности Y . Все модели имеют "сейсмический" профиль скорости звука в лучистой зоне.

Коррекция минимальна для модели с $Y \approx 0,28$. Большинство последних гелиосейсмических оценок сходятся на $Y = 0,25$ ($Y = 0,2505 \pm 0,004$ [1], $Y = 0,252 \pm 0,003$ [7], $Y \approx 0,25$ [8], $Y = 0,268 \pm 0,01$ [9], $Y = 0,234 \pm 0,003$ [10]). Модель с $Y = 0,25$ требует очень больших поправок к непрозрачности в ядре модели. Эту ситуацию можно интерпретировать как указание на градиент содержания гелия в лучистой зоне. При

этом ядро такой модели будет близко к ядру стандартной, а содержание гелия в оболочке будет низким — в соответствии с гелиосейсмическими калибровками. Причиной такого градиента могла бы выступать диффузия.

Были также рассчитаны малые расщепления частот низких l , которые определяются главным образом структурой солнечного ядра. Сравнение с данными наблюдений [11] показывает, что наилучшая модель опять имеет большое содержание гелия в ядре ($Y = 0,28$), подобно стандартной модели (см. таблицу).

Свойства солнечных ядер

Модели	$l = 0,2$			$l = 1,3$		
	δ	δ_0	$d\delta/dn$	δ	δ_0	$d\delta/dn$
$Y = 0,24$	8,570	8,657	-0,2950	15,335	15,341	-0,4215
$Y = 0,25$	8,463	8,533	-0,2943	15,199	15,212	-0,4295
$Y = 0,26$	8,157	8,233	-0,2928	14,799	14,830	-0,4313
$Y = 0,28$	9,157	9,210	-0,3034	16,077	16,063	-0,4281
Станд. модель	9,201	9,266	-0,3061	16,150	16,137	-0,4302
Elsworth et al.	8,960	9,040	-0,3044	15,770	15,747	-0,4435

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Показано, что для моделей с гелиосейсмическим профилем скорости звука существует соотношение между удельной энтропией вещества в конвективной зоне и непрозрачностью в конвективной зоне. Это соотношение зависит от содержания гелия на поверхности.

2. Параметры конвективной зоны в модели с сейсмическим профилем скорости звука не согласуются с параметрами, полученными гелиосейсмическим путём [1]. Однако стандартная модель Солнца имеет профиль скорости звука, весьма близкий к сейсмическому.

3. Рассчитан набор моделей с сейсмическим профилем скорости звука. Сейсмические свойства их ядер указывают, что лучшая модель Солнца с этой точки зрения имеет непрозрачности, близкие к Ливерморским таблицам.

ЛИТЕРАТУРА

- Baturin V. A., Vorontsov S. V. — In: GONG'94: Helio- and Asteroseismology from Earth and Space, PASP Conference Series / Eds. R. K. Ulrich, E. J. Rhodes, Jr., W. Dappen. — San Francisco, 1995. P. 188.

2. Christensen-Dalsgaard J., Gough D.O., and Thompson M.J. // *Astrophys. J.* 1991. V. 378. P. 413.
3. Vorontsov S. V., Shibahashi H. // *Proc. Astron. Soc. Japan.* 1991. V. 43. P. 739.
4. Iglesias C. A., Rogers F. J. // *Astrophys. J.* 1991. V. 371. P. 408.
5. Батурина В. А., Аюкова С. В. // Астрон. ж. 1995. Т. 72. С. 549.
6. Батурина В. А., Аюкова С. В. // Астрон. ж. 1996. Т. 73 (в печати).
7. Antia H. M., Basu S. // *Astrophys. J.* 1994. V. 426. P. 801.
8. Christensen-Dalsgaard J., Pérez Hernández F. — In: Challenges to theories of the structure of moderate-mass stars / Eds. D. O. Gough, J. Toomre. — Heidelberg: Springer, 1991. P. 43.
9. Däppen W., Gough D. O., Kosovichev A. G., Thompson M. J. — Challenges to theories of the structure of moderate-mass stars / Eds. D. O. Gough, J. Toomre. — Heidelberg: Springer, 1991. P. 111.
10. Dziembowski W. A., Goode P. R., Pamyatnykh A. A., and Sienkiewicz R. // *Astrophys. J.* 1995. V. 445. P. 509.
11. Elsworth E. et al. // *Astrophys. J.* 1994. V. 434. P. 801.

Государственный
Астрономический Институт
им. П. К. Штернберга, г. Москва,
Россия

Поступила в редакцию
27 июня 1996 г.

SOLAR MODELS WITH HELIOSEISMIC SOUND SPEED PROFILE

S. V. Ayukov, V. A. Baturin

The problem of computation of the present Sun model with the given sound speed profile in the solar radiative zone is considered. It is shown, that the chemical composition is still a free parameter, but the entropy of the adiabatic part of the convection zone is determined by this procedure. Parameters of the models are compared with the helioseismic calibration of the solar envelope and a disagreement is revealed. A study of the seismic properties of the model cores indicates, that the best model is the one closest to the standard solar model.

УДК 524.7; 524.33; 530.12

ОТ СЕЙСМОЛОГИИ СОЛНЦА К ОГРАНИЧЕНИЯМ СТАНДАРТНОЙ КОСМОЛОГИИ

B. A. Котов¹, C. B. Котов²

Один и тот же период, $P_0 = 160,0101 \pm 0,0001$ мин, обнаружен в колебаниях Солнца и в вариациях блеска активных ядер галактик (АЯГ). Согласно гипотезе Котова и Лютого [1], “универсальное” колебание P_0 имеет космологическую природу, поскольку период не зависит от красного смещения АЯГ. Оно может представлять собой фундаментальную шкалу истинного “космического времени”, инвариантную к движению источника относительно наблюдателя. Феномен P_0 -колебания (метрики) Вселенной заставляет сомневаться в гипотезе о Большом Взрыве.

Атом имеет свой набор частот излучения и поглощения энергии. Двойная система характеризуется своей частотой — частотой вращения компонент, пульсирующая звезда — своей частотой (или частотами) пульсаций. А не может ли быть такой частоты ν , которая присуща сразу множеству астрофизических объектов?

В 1976 г. две группы астрофизиков [2, 3] сообщили об открытии пульсации Солнца с периодом

$$P_0 = 160,0101 \pm 0,0001 \text{ мин}$$

(значение периода позднее было уточнено из анализа начальных моментов солнечных вспышек, см. [1]), имеющим две особенности: 1) период был предсказан в 1946 г. [4], задолго до открытия 1976 г., и 2) он оказался близким к 1/9-ой суток. Было выдвинуто множество гипотез о происхождении P_0 -периодичности [5], но её истинная природа до сих пор не установлена.

Было отмечено [5–7], что не только скорость вращения Земли, но также осевые вращения других планет и крупных астероидов удивительным образом (в среднем) настроены на частоту $\nu_0 = P_0^{-1} \approx 104,160 \text{ мкГц}$. Статистический анализ [5, 7] данных о Солнечной системе и частотах короткoperiodических звёзд далее показал, что:

a) резонансный (кратный, наиболее соизмеримый) период аксиального вращения больших тел Солнечной системы равен $159,9 \pm 0,5$ мин;

b) длина волны $L = c \cdot P_0 \approx 19,24$ а.е. (обозначения обычные) находится в наилучшем “пространственном резонансе” с размерами планетной системы (рис. 1);

c) частота ν_0 оказалась “резонансной” (с учётом чётной и нечётной кратности) для орбитального движения тесных двойных систем Галактики, а также

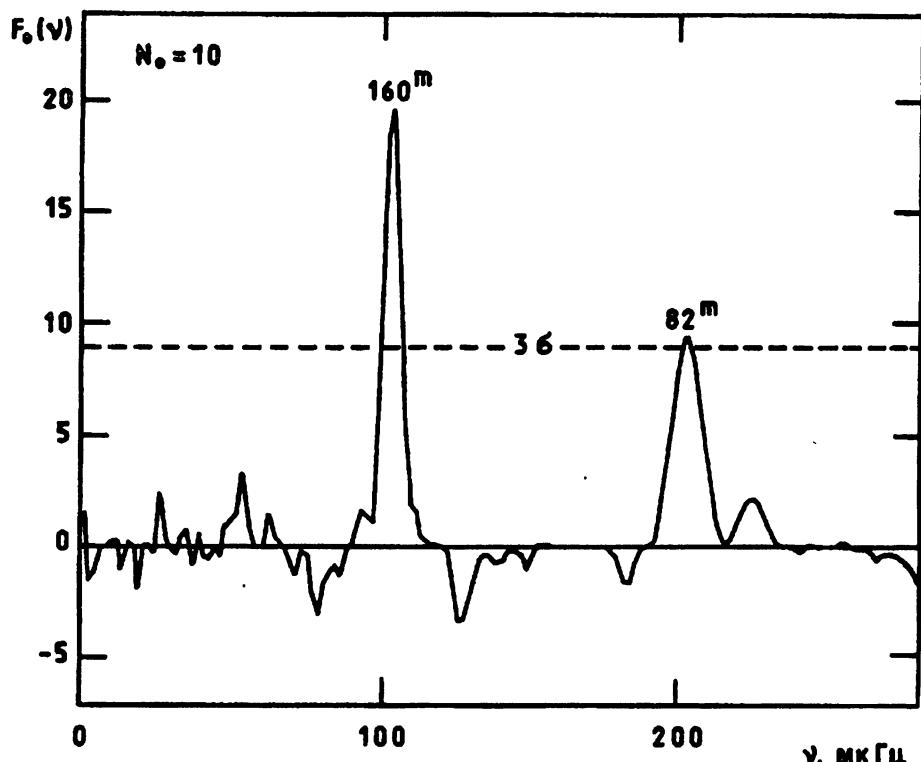


Рис. 1. Спектр пространственной резонансности $F_0(\nu)$, вычисленный для 10 орбитальных параметров Солнечной системы (число объектов $N_0 = 10$; условно принято: $c = 1$) [5]. Пунктирной линией показан уровень значимости 3σ (то же – на рис. 2).

2) для переменных типа RR Lyr в шаровых скоплениях (рис. 2).

Разумно ожидать, напр., что из-за резонанса между “*полем космической P_0 -осцилляции*” и движением двойных систем, имеющих частоты $\nu \approx \nu_0$ (или, её гармоники), их орбиты будут быстро эволюционировать. В итоге должен создаться дефицит систем с такими частотами, что и наблюдается (рис. 3).

После того, как была выдвинута гипотеза о “*космологическом*” происхождении колебания P_0 [1, 5], было нетрудно сообразить, что наилучшими объектами для прямой регистрации эффекта являются активные ядра галактик (АЯГ), с их массами $M \sim (10^6 - 10^{10}) \cdot M_\odot$ и гравитационными радиусами

$$r_g = 2GM/c^2,$$

что при $M \sim 10^9 \cdot M_\odot$ даёт $r_g \sim 3 \cdot 10^{14}$ см и транспортное время света $\tau \sim 160$ [мин] $\approx P_0$. Авторы [1] предположили, что АЯГ могут быть “настроены” на резонанс с частотой ν_0 , и тогда амплитуда P_0 -эффекта для них может достигать $\sim 1\%$, т.е. вполне измеримой величины.

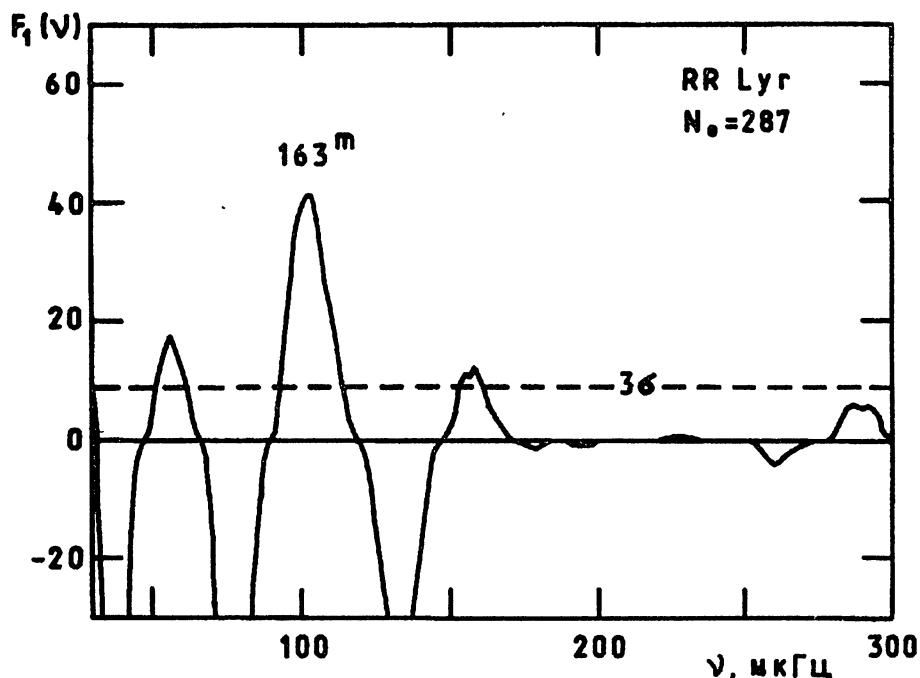


Рис. 2. Спектр резонансности $F_1(\nu)$ для 287 звёзд типа RR Лиг, наблюдаемых в шаровых скоплениях Большого и Малого Магеллановых Облаков. Главный пик отвечает периоду $P = 163 \pm 3$ мин.

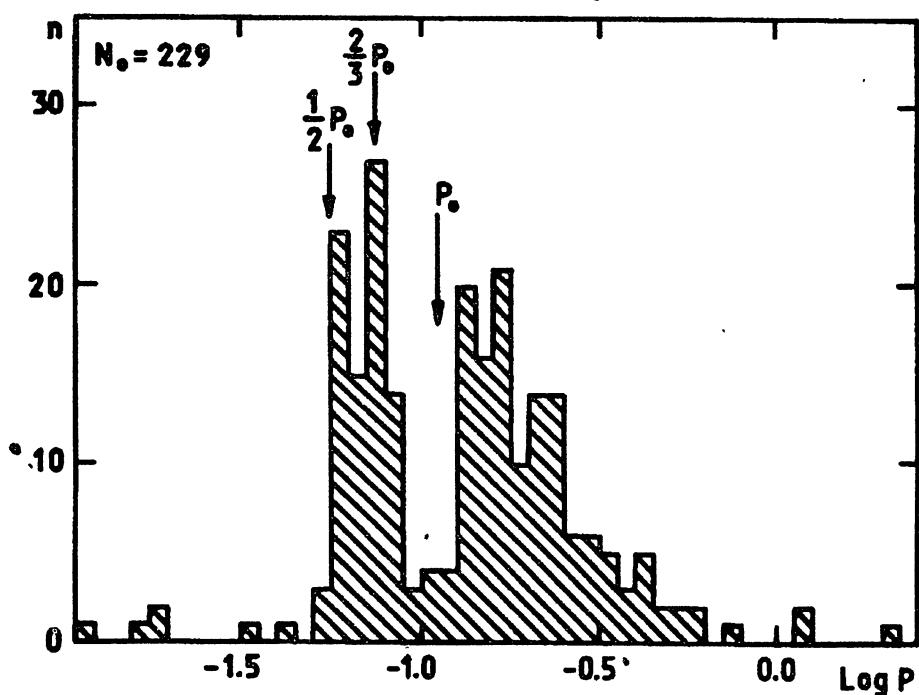


Рис. 3. Распределение орбитальных периодов P (в сутках), построенное для 229 катализмических систем.

Вскоре [1, 8] статистически значимый эффект — с амплитудой $\sim 0,01$ зв. вел. — действительно был обнаружен в данных о быстрой переменности нескольких АЯГ. На рис. 4 для примера показан спектр мощности вариаций блеска ядра сейфертовской галактики NGC 4151, где самый высокий пик — со значимостью $\approx 4\sigma$ соответствует периоду $160,0105 \pm 0,0005$ мин.

Согласно [1], совпадение частоты АЯГ с частотой солнечной пульсации ν_0 — естественное следствие космологической природы P_0 -колебания. Был сделан также вывод, что наблюдаемая частота ν_0 не зависит ни от скорости удаления АЯГ (от красного смещения z), ни от расстояния до него. Это противоречит современным космологическим теориям, основанным на ОТО и парадигме Большого Взрыва и является собой новый астрофизический (физический) парадокс.

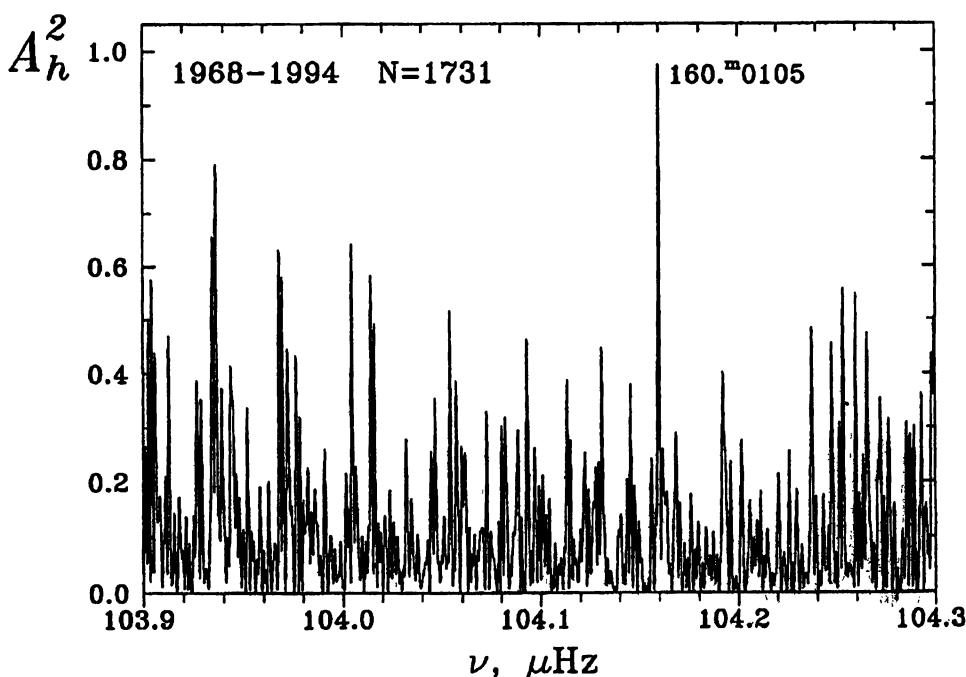


Рис. 4. Спектр мощности флюктуаций блеска NGC 4151 по данным наблюдений 1968–1994 гг. (число измерений $N = 1731$) [8].

Авторы [1, 8] предположили, что физическая суть осцилляции P_0 состоит в “истинных периодических флюктуациях пространственно-временной метрики Вселенной”. Явление ставит большие проблемы для стандартной релятивистской космологии. Из гипотезы, в частности, следует [1, 8]:

а) период P_0 — фундаментальная шкала космического времени;

б) частота ν_0 инвариантна (не зависит от выбора системы координат) и

в) она представляет собой ход мировых часов;

г) красное смещение z периода P_0 , обусловленное "расширением" Вселенной, компенсируется эквивалентным "замедлением" времени;

д) Большой Взрыв — кажущаяся сингулярность, воспринимаемая как "горизонт" Вселенной во времени (т.е. на деле Большого Взрыва никогда не было).

Можно даже предположить, что сама Вселенная осциллирует с частотой ν_0 , характеризующей, например, "вероятность повторяемости событий в космосе" — при любом разумном смысле этих слов.

А далее может следовать ещё одна мысль (см. также [9, 10]): *Вселенная сама создает время* — с частотой "творения" ν_0 (?). Сам же период P_0 можно рассматривать как универсальный временной масштаб Вселенной.

Необходимы новые наблюдения колебаний Солнца и быстрой переменности АЯГ для получения более точной и критической информации о присутствии и физической сущности P_0 -осцилляций у разных объектов Вселенной. Феномен "универсальной" P_0 -осцилляции — большая аномалия, которую представляется невозможным объяснить ни в рамках общепризнанной модели Вселенной, основанной на ОТО А. Эйнштейна, ни какими-нибудь земными артефактами [1, 8]. Одно из возможных следствий факта P_0 -колебаний Солнца и АЯГ — отказ от идеи Большого Взрыва, на которой основана стандартная космология.

Мы благодарны рецензенту за полезные замечания. Работа частично поддержанна Международным научным фондом (гранты ISF No. UCU000 и UCU200).

ЛИТЕРАТУРА

1. Котов В. А., Лютый В. М. // Изв. Крым. астрофиз. обс., 1993. Т. 87. С. 144.
2. Brookes J. R., Isaak G. R., van der Raay H. B. // Nature, 1976. V. 259. P. 92.
3. Severny A. B., Kotov V. A., Tsap T. T. // Nature, 1976. V. 259. P. 87.
4. Sevin E. // Compt. Rend. Acad. Sci. Paris, 1946. V. 222. P. 220.
5. Kotov V. A. // Solar Phys., 1985. V. 100. P. 101.
6. Gough D. // Phys. Bull., 1983. V. 34. P. 502.
7. Котов В. А., Кучми С. // Изв. Крым. астрофиз. обс., 1985. Т. 70. С. 38.
8. Kotov V. A., Lyuty V. M., Haneychuk V. I. et al. // Astrophys. Space Sci., 1996 (submitted).

9. Shallis M. On Time. — New York: Schocken Books, 1982.
10. Arp H. C., Burbidge G., Hoyle F. et al. // Nature, 1990. V. 346. P. 807.

¹Крымская астрофизическая
обсерватория, Крым,
п. Научный; ²Московский
государственный университет
им. М. В. Ломоносова, Россия

Поступила в редакцию
5 июня 1996 г.

FROM SOLAR SEISMOLOGY TO RESTRICTIONS ON THE STANDARD COSMOLOGY

V. A. Kotov, S. V. Kotov

One and the same period, $P_0 = 160,0101 \pm 0,0001$ min, was discovered in global oscillations of the Sun and rapid variability of several active galactic nuclei (AGN's). According to the Kotov and Lyuty's [1] hypothesis, the P_0 -oscillation must have a cosmological nature since the period does not depend on the AGN redshift. The "universal" P_0 -oscillation might represent the fundamental scale for a "cosmic time" — true cosmological invariant independent on motion of the source relative to observer. The phenomenon of the P_0 -oscillation (of metrics of the Universe) makes questionable the Big Bang paradigm.

УДК 523.9

ПУЛЬСАР ВНУТРИ СОЛНЦА?

B. A. Котов

Крымские наблюдения колебаний Солнца в 1974–1982 гг. показали, что основной период пульсации, скрытой в его глубинах, равен $P_0 = 160,0101 \pm 0,0001$ мин. Однако, позже период принял значение $P_1 = 159,9662 \pm 0,0006$ мин, почти совпадающее с годичным “сателлитом” P_0 . Амплитуда колебания P_1 особенно заметно возросла в 1994–1995 гг. Обосновывается гипотеза, что а) изменение вызвано взаимодействием P_0 -осцилляции с быстрым вращением ядра, причём б) само ядро имеет форму компактного, сильно намагниченного объекта типа нейтронной звезды, вращающейся с сидерическим периодом P_1 .

О скорости вращения ядра Солнца распространены три мнения: 1) ядро вращается существенно медленнее фотосферы, 2) вращается примерно так же, как поверхностные слои, 3) вращается гораздо быстрее поверхности. Известен аргумент в пользу быстрого вращения: суммарный момент орбитального вращения планет намного превосходит угловой момент Солнца, вращающегося с периодом $P \approx 25$ суток, и это заставляет многих предполагать, что истинный момент звезды скрыт в ядре. Астрофизики не раз доказывали или предполагали, что ядро вращается — сейчас или в прошлом — сверхбыстро, с периодом порядка часа: Пласкетт [1] ($P \approx 12$ ч), Роксбург [2] (~ 1 ч), Рознер и Вайсс [3], Леду [4] (≈ 160 мин), Северный [5] (≈ 160 мин).

Вращающееся ядро должно индуцировать на поверхности бегущую волну, которую можно обнаружить по наблюдениям фотосферы. (Заметим, однако, что отделить пульсацию от такой волны, от вращения ядра, — непростая задача, требующая особых измерений и специальной обработки временных рядов.) Такие наблюдения предприняты в КРАО в 1974 г. и проводятся более 20 лет [6–8]; в Стенфорде аналогичные измерения начаты в 1976 г. и охватывают около двух десятилетий [9, 10].

В первой гелиосейсмологической сети “Крым–Стэнфорд”, действующей с 1976 г., применяются солнечные магнитографы Бэбкока, которые в данном режиме работают как “солнечные сейсмографы”. Дифференциальным методом [7] измеряется лучевая скорость центральной зоны солнечного диска относительно его краёв. Программа с самого начала нацеливалась на регистрацию сигналов, обусловленных как пульсацией, так и возмущениями, индуцированными вращением ядра. В результате открыта пульсация Солнца с периодом $P_0 = 160,0101 \pm 0,0001$ мин [8] (частота $\nu_0 \approx 104,1601$ мГц). Результат подтверждён другими исследователями (см. [9, 10], а также обзор [7]). Природа колебания P_0 далека от ясности (согласно [7, 11] оно имеет космологическое происхождение).

B. A. Котов

1210

Ряд крымских измерений охватывает 22 года (1974–1995 гг.; всего 1346 дней, около 8598 ч). После удаления трендов полное число измерений с 5-минутным усреднением $N = 103179$, стандартное отклонение ряда $\Delta \approx 6,2 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$. Анализ [8, 10] показал, что после 1982 г. фаза P_0 -колебания нарушилась, и вместо него возбудилось колебание с периодом $P_1 \approx 159,966$ мин — почти точным годичным сателлитом P_0 . Фрагмент спектра мощности (СМ) показан на рис. 1, где главный пик соответствует периоду $P_1 = 159,9662 \pm 0,0006$ мин. Тот же, в пределах ошибки, период доминирует и в СМ данных Стенфорда [10]: $P = 159,9674 \pm 0,0009$ мин.

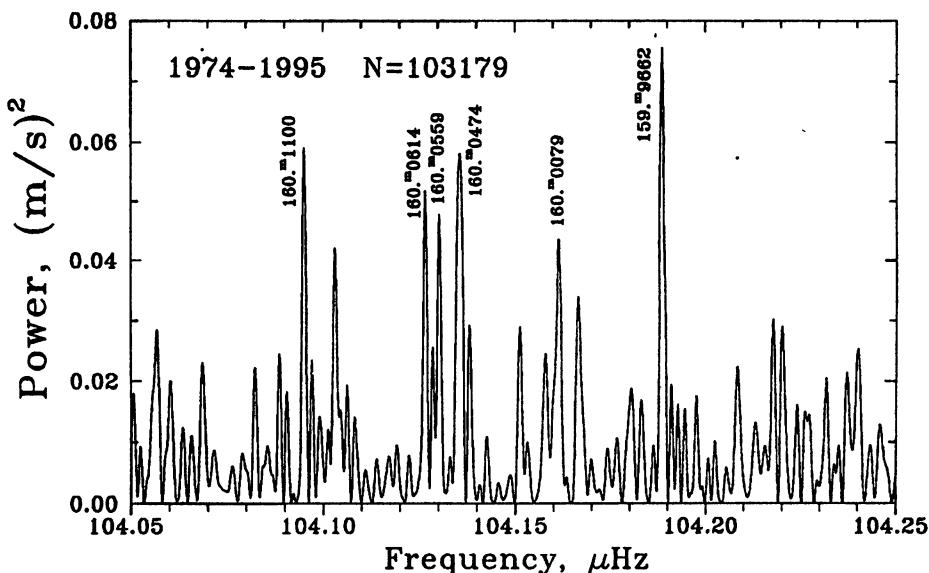


Рис. 1. Спектр мощности колебаний Солнца по данным КРАО за 1974–1995 гг. ($N = 103179$). По вертикали — мощность в единицах $A_h^2 (\text{м}^2\cdot\text{с}^{-2})$ на единичный интервал частот.

На рис. 2 показаны средние P_0 -кривые: а) — для 1995 г. и б) — для 1974–1995 гг. Нулевая фаза соответствует UT 00^h 00^m, 1 января 1974 г., положительная скорость — “расширению” Солнца. Гармонические фазы максимумов кривых в пределах ошибки совпадают: $0,48 \pm 0,06$ и $0,54 \pm 0,05$ для а) и б) соответственно, — что может говорить о “возвращении” колебания P_0 в 1995 г. (Гармонические амплитуды A_h равны соответственно $\approx 0,63$ и $\approx 0,13 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$.)

Изменение частоты от $\nu_0 = P_0^{-1}$ к $\nu_1 = P_1^{-1}$ за время около 10 лет трудно понять в терминах g -мод, так как теоретическое время жизни “волн тяжести” $\sim 10^4 - 10^6$ лет. В [12] явление объясняется взаимодействием P_0 -пульсации с возмущением от ядра, вращающегося с сидерическим периодом $P_s \approx P_1$. Механизм возбуждения колебания P_1 может быть связан с асимметрией ядра.

Допустим, что ядро быстро вращается. Тогда из-за асимметрии, вы-

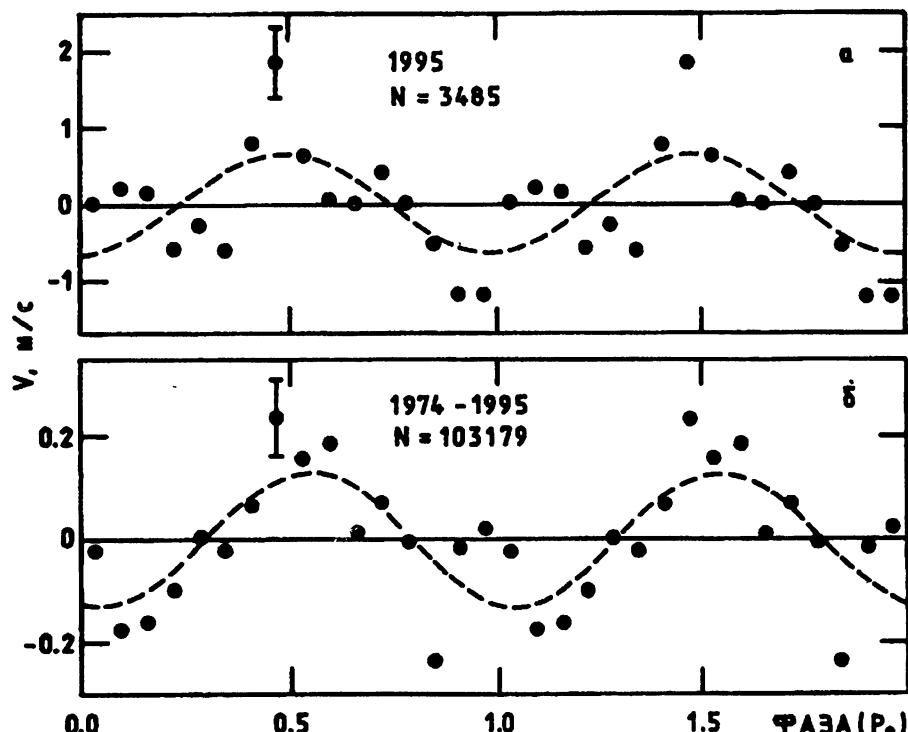


Рис. 2. Средние кривые P_0 -пульсации Солнца за а) 1995 г. ($N = 3485$) и б) 1974–1995 гг. ($N = 103179$). Пунктирные кривые — синусоиды, проведённые через точки методом наименьших квадратов. Вертикальными линиями показаны типичные ошибки ($\pm \sigma$) средних значений скорости; интервал усреднения по фазе ≈ 10 мин.

звенной, напр., магнитными полюсами, на поверхности и в недрах может возбуждаться колебание типа бегущей волны (или “собственное” колебание звезды) с удвоенной частотой. Поэтому представляет интерес поведение Солнца вблизи частоты $2\nu_1$.

На рис. 3 показан спектр χ^2 для временного ряда (начальных моментов) хромосферных вспышек 1947–1980 гг. [12]. Он показывает, что индуцирующий процесс варьирует с периодом $P_2 = 80,0063 \pm 0,0001$ мин. Имеются указания [12], однако, на наличие 80-минутного обертона и у колебания P_0 . Это должно приводить к усилению пика P_2 на рис. 3 по сравнению с пиком $P_0/2 \approx 80,0051$ мин. (Согласно гипотезе, период P_2 должен быть средним для двух обертонов, $P_0/2$ и $P_r'/2$, где P_r' — синодический период ядра. При этом рассуждаем так: синодический период ядра $P_r' = 160,0149 \pm 0,0006$ мин, а его обертона $P_r'/2 = 80,0074 \pm 0,0003$ мин. Средний период для $P_r'/2$ и $P_0/2 \approx 80,0051$ мин равен $\approx 80,0063$ мин, что в пределах ошибки совпадает с P_2 ; см. также триплет пиков, с максимальным пиком $P_2 \approx 80,0063$ мин, на рис. 3.)

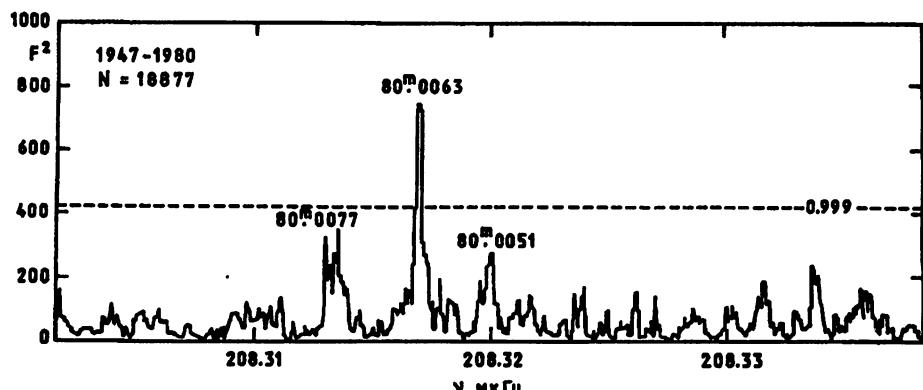


Рис. 3. Спектр χ^2 , вычисленный для начальных моментов 18877 вспышек балла $B \geq 1$ за 1947–1980 гг. (пунктирная линия — уровень значимости 0,999). Максимальный пик соответствует периоду $P_2 = 80,0063 \pm 0,0001$ мин.

Далее следует, что частота ν_2 “среднего” (или “суммарного”) обертона колебания P_2 должна быть средней между удвоенной частотой ядра, $2\nu_r'$, и частотой обертона $P_0/2$. Поэтому, если эффект на рис. 3 действительно вызван вращением, то синодическая частота ядра (в мкГц)

$$\nu_r' = \nu_2 - \nu_0 \approx 104,1568.$$

Соответствующий сидерический период $P_r = 159,9664 \pm 0,0002$ мин. Именно этот — в пределах ошибки — период доминирует в СМ колебаний фотосферы (после примерно 1982 г.) — см. рис. 1 и [8, 10].

Принять вывод о сверхбыстром вращении ядра может помочь гипотеза [3] о реликтовом магнитном поле ядра, “оторванном” от оболочки Солнца. В пользу гипотезы [12] служит и тот факт, что осевое вращение большинства планет и крупных астероидов “синхронизировано” частотой $\nu \approx \nu_0$ [13, 14].

Приходим к идею, что ядро суть компактный, быстровращающийся и с сильным магнитным полем, объект типа нейтронной звезды (или белого карлика). В это верил Ландау [15], утверждавший, что “...концепция ‘нейтронного’ состояния вещества дает прямой ответ на вопрос об источниках энергии звезд.” (В конце 30-х годов Л. Д. Ландау полагал, что основное энерговыделение внутри Солнца и подобных ему звёзд происходит в результате аккреции вещества на “нейтронную звезду”.)

В таком случае, наверное, прав был и Козырев [16], так ответив когда-то на наш вопрос о ядре Солнца: "...Ядро Солнца представляет собой некоторый компактный объект, ...‘направленный’, ...как бы ‘самоорганизованный’ и ...кристаллической природы..." Сказано, по-видимому, провидчески, если вспомнить современные теоретические представления о физике нейтронных звёзд.

Автор выражает признательность рецензенту за ряд справедливых и

полезных замечаний. Наблюдения колебаний Солнца в КрАО сделаны при активном участии В. И. Ханейчука и Т. Т. Цапа, за что автор им благодарен. Работа частично поддержана грантами №. UCU000 и UCU200 Международного научного фонда.

ЛИТЕРАТУРА

1. Plaskett H. H. // The Observatory, 1965. V. 85. P. 178.
2. Roxburgh I. W. // Nature, 1974. V. 248. P. 209.
3. Rosner R., Weiss N. O. // Nature, 1985. V. 317. P. 790.
4. Ledoux P. // Personal communication, 1980.
5. Северный А. Б. // Частное сообщение, 1986.
6. Severny A. B., Kotov V. A., Tsap T. T. // Nature, 1976. V. 259. P. 87.
7. Kotov V. A. // Solar Phys., 1985. V. 100. P. 101.
8. Kotov V. A., Haneychuk V. I., Tsap T. T. // Publ. Astron. Soc. Pacific, Conf. Ser., 1995. V. 76. P. 82.
9. Scherrer P. H., Wilcox J. M. // Solar Phys., 1983. V. 82. P. 37.
10. Scherrer P. H., Hoeksema J. T., Kotov V. A. // Publ. Astron. Soc. Pacific, 1993. V. 42. P. 281.
11. Котов В. А., Лютый В. М., Ханейчук В. И. // Изв. Крым. астрофиз. обс., 1993. Т. 88. С. 47.
12. Kotov V. A. // In: "Fourth Soho Workshop: Helioseismology" / Eds. Hoeksema J. T., Domingo V., Fleck B., Battarick B. ESA SP-376. V. 2. P. 299.
13. Gough D. // Phys. Bull., 1983. V. 34. P. 502.
14. Котов В. А., Кучми С. // Изв. Крым. астрофиз. обс., 1985. Т. 70. С. 38.
15. Landau L. // Nature, 1938. V. 141. P. 333.
16. Козырев Н. А. // Частное сообщение, 1981.

Крымская астрофизическая
обсерватория, Крым, п. Научный

Поступила в редакцию
5 июня 1996 г.

A PULSAR INSIDE THE SUN?

V. A. Kotov

The Crimean observations of solar oscillations in 1974-1982 showed that the basic period of pulsation of the Sun hidden in its deep interior, was equal to $P_0 = 160,0101 \pm 0.0001$ min. Later, however, the period is changed to the new value $P_1 = 159,9662 \pm 0,0006$ min, happen to be an almost exact annual sidelobe of the former one. The amplitude of the P_1 -oscillation has been increased substantially during last two years, 1994-1995. The hypothesis is advanced that (a) this change was caused by interaction of the P_0 -oscillation with a rapid rotation of the solar core, which (b) has a form of a compact, highly magnetized object like a neutron star, rotating with the sidereal period P_1 .

ЭФФЕКТ РАССЕЯНИЯ p -, g -ВОЛНОВЫХ МОД ХРОМОСФЕРЫ НА МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЕ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН И ВСПЫШКИ

B. V. Касинский, P. T. Сотников

Приведены результаты обработки положений вспышек в системе координат биполярных групп пятен, вращающихся с собственной угловой скоростью $\omega(\varphi)$, 20 активных областей (АО). Полярные диаграммы вспышек $R = R(\psi)$ выявляют пространственную модуляцию вспышек — линии преимущественной концентрации с двумя центрами рассеяния: в лидере (p) и хвостовом пятне (f). Количество вспышек на единицу площади $I(\psi)$ аналогично индикаторисе релеевского рассеяния волн. Не исключается, что полосовая структура распределения вспышек в биполярных группах (пространственная модуляция) определяется поляризационно-интерференционными явлениями при прохождении p -, g -волновых мод хромосфера через магнитную структуру.

Угловое распределение сильных вспышек показывает восточно-западную асимметрию положений вспышек “лидер—хвостовое пятно” на полярной диаграмме $N = N(r, \psi)$ в направлении “лидер—хвостовое пятно” [1]. Зная текущую угловую скорость группы по хромосферным трассерам, можно привязать координаты вспышек (φ, λ) к системе координат центра активной области. Так была обнаружена долготная aberrация вспышек, по которой была рассчитана скорость триггерного возмущения в хромосфере, ответственного за вспышечный процесс, $V \sim 3 - 4$ км/сек [2].

Согласно [2] долготное и широтное положение вспышки в системе координат центра группы пятен получаются в виде:

$$\Delta\lambda = \lambda_{i_{cmp}} - \omega(\varphi, t_i) \cdot (t_i - t_{cmp}), \quad (1)$$

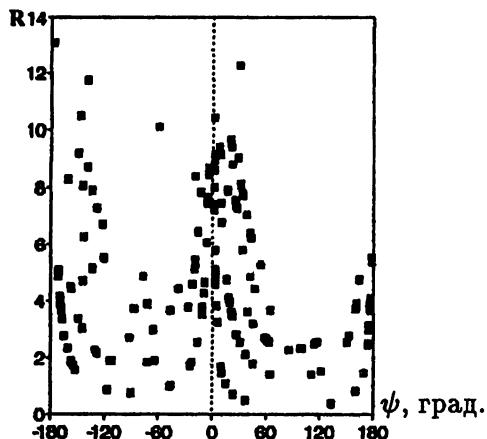
$$\Delta\varphi = \varphi_i - \langle\varphi\rangle, \quad (2)$$

где $\lambda_{i_{cmp}}$ — долгота вспышки от центрального меридиана, $\omega(\varphi, t_i)$ — расчётная угловая скорость АО на момент вспышки t_i , t_{cmp} — момент прохождения АО через центральный меридиан, φ_i — широта вспышки по каталогу, $\langle\varphi\rangle$ — расчётная широта АО. Кроме (1), (2) рассчитывался ряд кинематических элементов — скорости вспышечного агента по широте и долготе на каждый момент и другие параметры. Для представления углового распределения вспышек декартовы координаты вспышек переводились в полярные по формулам:

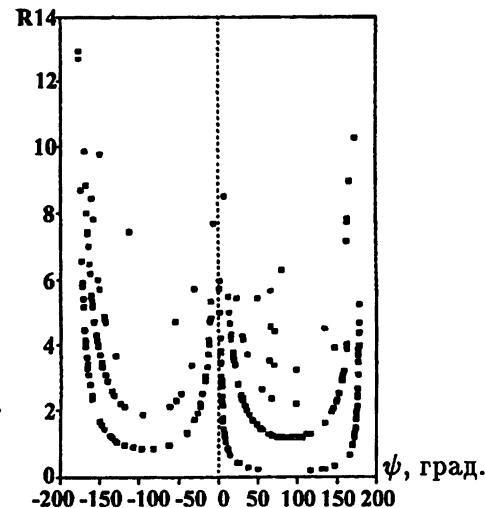
$$\psi_i = \arctg[\Delta\varphi(t_i)/\Delta\lambda(t_i)], \quad R_i = \sqrt{(\Delta\varphi_i)^2 + (\Delta\lambda_i)^2}.$$

Типичные полярные диаграммы, $R_i = R(\psi_i)$, приведены на рис. 1: а) группа № 16815, 173 вспышки; б) группа № 5027, 264 вспышки. Имеются

две особенности зависимости радиус-вектора вспышек от полярного угла: наибольшие значения R соответствуют углам 0° и $\pm\pi$, а наименьшие — $\pm\pi/2$. Отмечается эквидистантная — квазипараллельная — структура полос, вдоль которых сконцентрированы вспышки. Таким образом, наблюдаются линии повышенной концентрации вспышек и “паузы” — промежутки между ними. Такая упорядоченная структура углового распределения напоминает некоторые интерференционные картины в анизотропных средах [3]. На такую анизотропию указывают и распределения скоростей вспышечного агента, вытянутые вдоль оси группы, $V(\lambda) > V(\varphi)$. С учётом того, что направление $0 - \pm\pi$ соответствует оси биполярной группы $p-f$, а $\pm\pi/2$ — поперечному, получаем, что наибольшая концентрация вспышек и скорость агента наблюдается вдоль $p-f$ оси группы, а наименьшая концентрация, соответственно, в поперечном направлении. Указанная картина подтверждена по 20 активным биполярным группам пятен с числом вспышек $100 < N < 300$.



а) Полярная диаграмма вспышек для группы № 16815, май 1980 г. (173 вспышки)..



б) Диаграмма для группы № 5027, май 1988 г. (264 вспышки).

Хорошо известно, что средняя хромосфера является резервуаром p - и g -мод колебаний с выделенным резонансным периодом $T \sim 300$ сек (p -моды) и низкочастотными g -модами [4]. Группы пятен можно рассматривать как анизотропную среду, через которую проходит линейно-поляризованная волна той или иной моды. Вследствие различной скорости распространения волн вдоль и поперёк оси $p-f$ волна, прошедшая через магнитную структуру группы, становится эллиптически поляризованной. Зависимость мощности прошедшего через анизотропную среду света, как известно из теории [4], зависит от угла поворота ψ . Картина рассеяния (рис. 1) соответствует фотометрическому графику эллиптически поляризованных колебаний, а отношение $R(\pm\pi/2)/R(\pm\pi)$ даёт соотношение осей эллипса колебаний.

Ряд работ косвенно указывает на связь предвспышечных процессов с волновыми. Квазипериодические колебания наклона спектра в радиодиапазоне с периодами 30–60 мин. наблюдались в Горьком (НИРФИ) [5]. Прямая попытка выявить низкочастотные колебания в параметрах вспышек в диапазоне 3–100 мин. была предпринята в работе [6]. Анализ 50 активных областей показал, что в параметрах вспышек усилены периодические компоненты в диапазоне 20–30 мин. Данные [4–6] однозначно указывают на важную роль волновых процессов в "сценарии" триггерного механизма вспышки. В свете полученного результата по пространственной модуляции локализаций субвспышек проблема взаимодействия *p*- и *g*-мод колебаний с магнитной структурой групп пятен приобретает новый конструктивный аспект.

ЛИТЕРАТУРА

1. Касинский В. В., Ляхов Н. Н. — В сб.: Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. — М.: Наука, 1975. Вып. 37. С. 37.
2. Касинский В. В. — В сб.: Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. — Новосибирск: Наука, 1994. Вып. 102. С. 172.
3. Шишловский А. А. Прикладная физическая оптика. — М.: Физматгиз, 1961. 822 с.
4. Гибсон Е. Спокойное Солнце. — М.: Мир, 1977. С. 236.
5. Кобрин М. М., Коршунов А. И., Снегирев С. Д. и др. // Солнечные данные. 1973. № 10. С. 79.
6. Кравчук П. Ф., Касинский В. В. — В сб.: Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. — Новосибирск: Наука, 1992. Вып. 99. С. 80.

ИрИИТ, ИГУ, г. Иркутск, Россия

Поступила в редакцию
25 февраля 1996 г.

THE EFFECT OF SCATTERING OF *p*-, *g*-WAVE MODES OF THE CHROMOSPHERE BY THE MAGNETIC STRUCTURE OF SOLAR SPOTS AND A FLARE

V. V. Kasinsky, R. T. Sotnikov

Processing results are presented for location of flares in the frame of axis of bipolar spot groups rotating with the eigen angular velocity $\omega(\varphi)$, 20 AR. The polar diagrams of flares $R = R(\psi)$ show the spatial modulation of flares — lines of advantageous density with two centers of scattering: in lider (*p*) and tail spot (*f*). The amount of flares per square unit $I(\psi)$ is similar to the indicatrix of the Rayleigh wave scattering. It is excepted, that the band structure of the flare distribution in bipolar groups (spatial modulation) is defined by polarization interferential phenomena in *p*-, *g*-wave modes of the chromosphere passing through the magnetic structure.

О ВРАЩАТЕЛЬНОМ РАСЩЕПЛЕНИИ АКУСТИЧЕСКИХ МОД НИЗКИХ СТЕПЕНЕЙ

Ш. А. Эгамбердиев

Работа посвящена одной из актуальнейших проблем гелиосеймологии — измерению вращательного расщепления мод низких степеней. За последние три года в этой проблеме наметился весьма ощутимый прогресс. Можно считать достаточно твёрдо установленным фактом, что угловая скорость вращения ядра Солнца лишь незначительно, а может и совсем не превышает вращения оболочки, за исключением, быть может, области радиусом $0,1 R_\odot$. При отсутствии достоверных сведений о гравитационных модах, дальнейший прогресс в этом направлении наталкивается на целый ряд принципиальных трудностей связанных с физической природой самих p -мод, а также с несовершенством методом анализа.

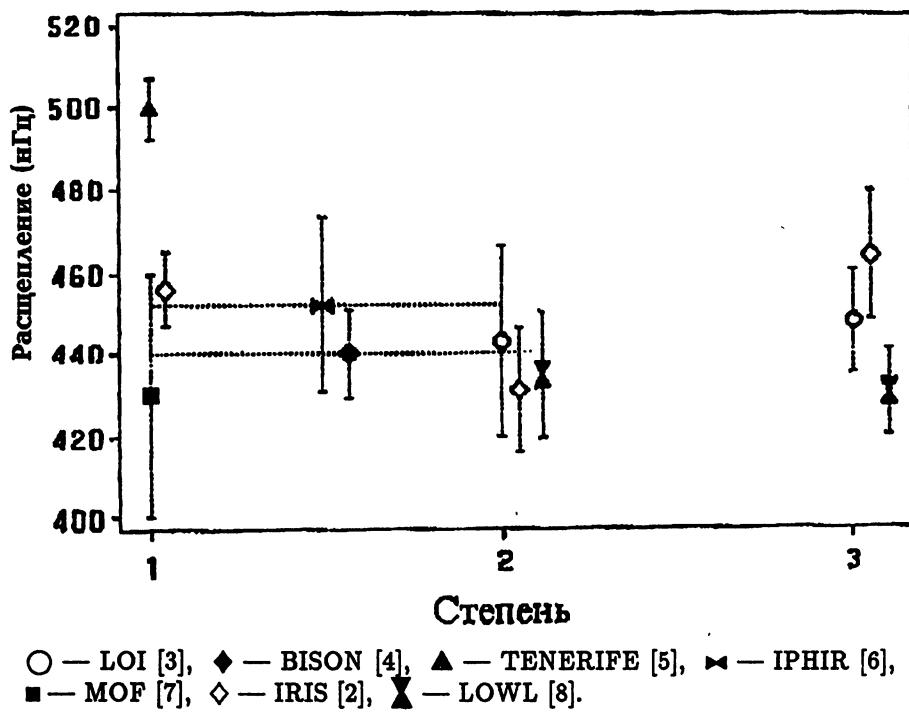
До появления гелиосеймологии наши сведения о вращении Солнца базировались лишь на изучении скорости перемещения поверхностных образований. Ситуация изменилась только около десяти лет назад, когда методами локальной гелиосеймологии, а точнее путём анализа акустических мод степеней $10 < l < 100$ было установлено, что поверхностное диффеерциальное вращение сохраняется вплоть до основания конвективной зоны [1]. Причём в первом приближении можно считать, что угловая скорость вращения не зависит от радиуса. Тогда же было установлено, что под конвективной зоной вплоть до глубин порядка 0,4 радиуса Солнца закон вращения становится приблизительно твёрдотельным с угловой скоростью около 436 нГц, т.е. соответствует скорости поверхностного вращения на гелиошироте 30 градусов.

Что касается наиболее глубинных областей Солнца, то до недавнего времени они оставались совершенно не изученными экспериментально. Согласно теоретическим представлениям, ядро должно вращаться со скоростью, от 10 до 30 раз превышающей её поверхностное значение. Однако, экспериментальные данные по измерению вращательного расщепления акустических мод степеней $l = 0, 1, 2, 3$, полученные в самое последнее время, поставили под сомнение эти представления.

В данной работе обсуждаются основные факторы, ограничивающие точность измерения вращательного расщепления мод низких степеней.

Измерение вращательного расщепления акустических мод низких степеней ($l = 0, 1, 2, 3$) относится к числу наиболее сложных проблем гелиосеймологии. Результаты измерений этой величины в самое последнее

время представлены на рисунке. Если в конце 80-х годов оценки этой величины составляли около 800 нГц, то сегодня, как видно из рисунка, они колеблются около значения 450 нГц. Почти двукратное уменьшение величины расщепления, по нашему твёрдому убеждению, свидетельствует не о реальном изменении этой величины, а лишь о повышении качества экспериментальных данных и совершенствовании методов обработки.



Трудности, связанные с измерением вращательного расщепления, обусловлены тремя основными причинами:

1. Вращательное расщепление p -мод служит весьма плохим индикатором угловой скорости ядра Солнца. Дело в том, что звуковые волны, соответствующие модам с $l = 1$, находятся в области ядра не более 8% времени своего распространения. Для мод с $l = 2, 3$ эта величина и того меньше. Таким образом, величина вращательного расщепления на спектре мощности, являющаяся интегралом вдоль радиуса Солнца, лишь на несколько процентов обусловлена вкладом ядра. Отсюда следует, что даже если ядро вращается в два раза быстрее остальных слоев, приращение вращательного расщепления составит лишь 8% от величины 450 нГц. Даже если длительность наблюдательного ряда колебаний Солнца составит 1 год, то частотное разрешение такого ряда (30 нГц) не позволит обнаружить, вращается ли ядро в два раза быстрее или нет. Однако, в условиях отсутствия достоверных измерений гравитационных мод измерение частот p -мод остаётся единственным методом измерения вращения ядра.

Ещё одна трудность заключается в стохастической природе процессов возбуждения p -мод. Вследствие этого обстоятельства величина вращательного расщепления для разных спектров варьируется в пределах 15% от её среднего значения [2].

2. Ко второй группе трудностей относятся так называемые методические проблемы. Полная полуширина наиболее интенсивных p -мод в спектре мощности колебаний имеет порядок 1000 нГц, что вдвое превышает подлежащую измерению величину вращательного расщепления. Для повышения точности необходимо проводить измерения в низкочастотной области спектра p -мод, где собственные ширины малы. Однако в этой области спектра уменьшение отношения сигнал/шум осложняет задачу точного измерения расщепления. Повышение точности может быть достигнуто за счёт усреднения нескольких десятков пиков с одинаковыми значениями l , при разных значениях радиального порядка n . Действительно, хотя зависимость величины расщепления от n и существует, ввиду близости закона вращения к твёрдотельному, она значительно меньше вариаций отдельных реализаций, отмеченных в п. 1. В работе [2] для мод $l = 1$ расщепление было измерено отдельно для малых и больших значений n . Различие не обнаружено.

3. К третьей группе трудностей относятся проблемы, связанные с первичной обработкой наблюдательных данных. В проекте IRIS ряды длительностью три–четыре месяца получаются путём сшивки данных нескольких станций. В результате многолетних усилий удалось создать методы исправления данных за влияние атмосферных условий, специфических для каждой станции [9], сшивки этих данных в единый временной ряд [10], а также построения спектра мощности при наличии пробелов в данных [11]. Фактор заполнения данными временных рядов проекта IRIS обычно составляет 50–60%. В этом случае полностью исключить влияние побочных максимумов практически трудно. Например, тот факт, что вращательное расщепление для мод с $l = 2$ оказалось меньше, чем в случае с $l = 1$ и $l = 3$ (см. рисунок), можно объяснить наложением вторичного максимума пика $l = 0$ на $l = 2$.

Этих недостатков лишены данные, полученные в космическом эксперименте IPHIR [6]. Однако, тот факт, что регистрация доплеровских смещений является более эффективным методом по сравнению с измерениями флюктуаций яркости значительно компенсирует отмеченные недостатки. Достаточно сказать, что из-за значительно более низкого отношения сигнал/шум число доступных для усреднения пиков в эксперименте IPHIR в 2–3 раза меньше.

Среди представленных на рисунке данных результаты эксперимента МОФ [7] отличаются значительно более низким фактором заполнения (были использованы данные только одной станции). Измерения флюктуаций интенсивности на Тенерифе [5] также несколько уступают по ка-

честву. Что касается остальных результатов, то они гораздо лучше сходятся между собой. Таким образом, расхождения между различными экспериментами уже не обуславливаются качеством данных (разумеется это справедливо при отсутствии экспериментальных данных по гравитационным модам), а связаны с точностью используемых методов обработки.

В настоящее время результаты всех экспериментов по регистрации акустических мод низких степеней сходятся на том, что скорость вращения ядра не превышает скорости оболочки. Что касается твёрдотельного закона вращения, то он представляется вполне правдоподобным. Однако достигнутая точность измерения расщепления p -мод допускает возможность быстрого вращения ядра радиусом 0,1 радиуса Солнца.

ЛИТЕРАТУРА

1. Libbrecht K. G., Morrow C. A. — In: Solar Interior and Atmosphere. — Tucson: The University of Ariwona Press, 1992.
2. Lazrek M. et al. // Solar Physics. 1996 (in press).
3. Appourchaux T. et al. // SOHO'4: ESA SP. 1995. V. 376. P. 265.
4. Elsworth Y. et al. // Gong'94: ASP Conf. Ser. 76. 1995. P. 43.
5. Jimenez A. et al. // Astrophys. J. 1994. V 435. P. 874.
6. Toutain T., Kosovichev C. // Astron. Atrophys. 1994. V. 284. P. 265.
7. Cacciani A. et al. // Proc. Symp. ESA SP. 1995. V. 286. P. 311.
8. Tomczuk S. et al. // SOHO'4: ESA SP. 1995. V. 376. P. 271.
9. Ehgamberdiev Sh., Khamitov I. // Solar Phys. 1991. V. 133. P. 81.
10. Fossat E. // Astron. Astrophys. 1992. V. 263. P. 443.
11. Lazrek M., Hill F. // Astron. Astrophys. 1993. V. 280. P. 704.

Астрономический институт
им. Улугбека АН Узбекистана,
г. Ташкент

Поступила в редакцию
22 апреля 1996 г.

ON THE LOW DEGREE p -MODES ROTATIONAL SPLITTING

Sh.A.Ehgamberdiev

The paper concerns an actual problem of helioseismology, low degree rotational splitting measurements. For the last three years a significant progress in the problem has been achieved. With a high level of confidence we can conclude, that the solar core rotation could be suspected to be only marginally, or even not at all exceeds that of the envelope, excluding the very deepest part of the core, below $0,1R_\odot$. In the absence of any reliable measurements of g -modes the future progress in this field meets some principal difficulties due to p -modes physical nature as well as the analysis method limitations.

ПОТОК СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ: СОВРЕМЕННЫЕ ДАННЫЕ И ПЕРСПЕКТИВНЫЕ ЗАДАЧИ

E. A. Макарова, A. P. Сарычев

Обсуждаются результаты измерений солнечной постоянной и распределения энергии в спектре Солнца. В итоге обсуждения сформулированы актуальные теоретические и наблюдательные задачи.

ВВЕДЕНИЕ

Измерения солнечной постоянной и распределения энергии в спектре Солнца являются классическими задачами наблюдательной астрономии. Первые измерения были выполнены около 150 лет назад, а систематические работы начаты примерно 100 лет назад Ланглеем и его учеником Абботом в Смитсонианском институте [1, 2]. С тех пор измерения эпизодически повторялись по мере совершенствования техники эксперимента. Исследования заметно активизировались в 60-е годы нашего столетия, когда появилась возможность выполнять измерения вне земной атмосферы на ракетах и космических аппаратах. Состояние проблемы на этот период времени отражено в монографии [3].

Для внеатмосферных измерений солнечной постоянной были разработаны прецизионные радиометры, существенно повышающие точность измерений. Так, 15–20 лет назад точность измерений солнечной постоянной повысилась более чем на порядок, и затем были получены однородные ряды измерений, охватывающие все фазы цикла солнечной активности. Была достоверно установлена связь величины солнечной постоянной как с 11-летним циклом активности, так и с прохождением по диску отдельных активных областей. Эти новые наблюдательные данные важны для понимания физической природы солнечной активности.

Прогресс в исследовании распределения энергии в спектре Солнца более скромен, хотя и здесь за последние десятилетия получены интересные результаты.

Для более полного знакомства с рассматриваемыми проблемами можно рекомендовать монографии и сборники [3–7] и цитируемую в них литературу. Например, в сборнике [4] можно найти оценки влияния малых вариаций солнечной постоянной на атмосферу и на климат Земли.

СОЛНЕЧНАЯ ПОСТОЯННАЯ И ЕЁ ВАРИАЦИИ

Солнечная постоянная измеряется неселективными приёмниками излучения, калибруемыми в абсолютных энергетических единицах освещённости [8]. В результате усовершенствования измерительной аппаратуры и вынесения её за пределы атмосферы достигнута высокая внутренняя точность наблюдений на одном и том же приборе: $\pm 0,3 - 0,7 \text{ Вт}/\text{м}^2$, что составляет 0,02–0,05% значения солнечной постоянной. При этом различие абсолютных величин солнечной постоянной, измеренных разными приборами, многократно превышает внутреннюю сходимость данных отдельного прибора. Это хорошо видно на рис. 1, на котором представлены наблюдения на спутниках Нимбус-7 (ноябрь 1978–январь 1993), СММ (февраль 1980–июль 1989) и на некоторых других [9]. Причины различия калибровок не ясны, поэтому проблему согласования абсолютных энергетических шкал радиометров ещё предстоит решить.

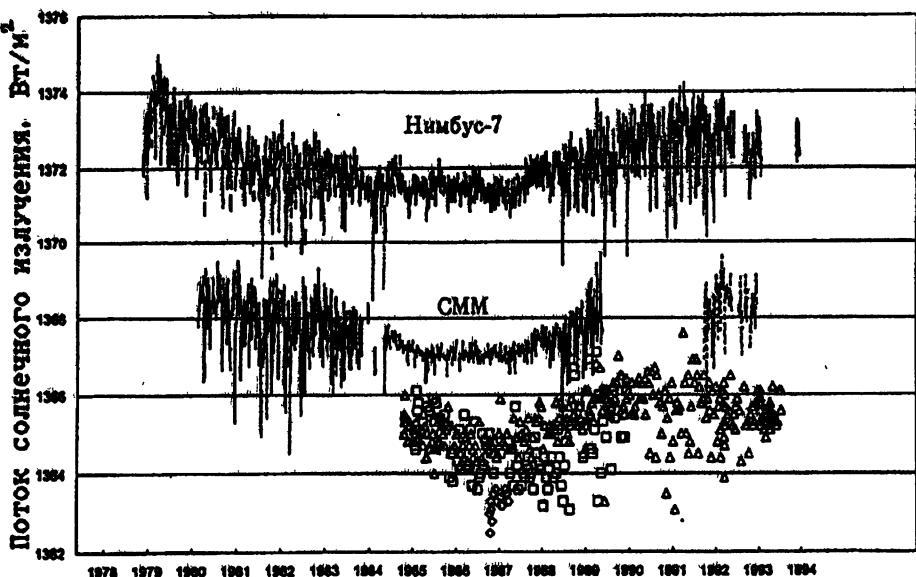


Рис. 1. Вариации солнечной постоянной по данным спутников: НИМБУС-7, СММ, Δ — ЕРБС, \square — NOAA-9, \diamond — NOAA-10, ----- — УАРС, [9].

Период измерений, представленных на рис. 1, включает в себя все фазы цикла солнечной активности: фазу максимума (дважды, 21 и 22-ой циклы), спуск к минимуму, минимум и подъём к максимуму. Данные со всех спутников имеют единую закономерность. Величина солнечной постоянной максимальна в максимуме цикла и минимальна в его минимуме. Амплитуда изменения в 21 и 22-ом солнечных циклах составляет около 0,1%, т.е. $\sim 1,4 \text{ Вт}/\text{м}^2$.

На рис. 1 наряду с 11-летним трендом видны непериодические вариации освещённости, напоминающие "шумовую дорожку". Реальность этих вариаций подтверждается при сравнении одновременных измерений на двух спутниках (см. рис. 2). Было установлено, что резкие уменьшения потока излучения обусловлены прохождением групп пятен через центральный меридиан Солнца. Для самых больших пятен уменьшение освещённости достигает $\sim 0,3\%$ солнечной постоянной.

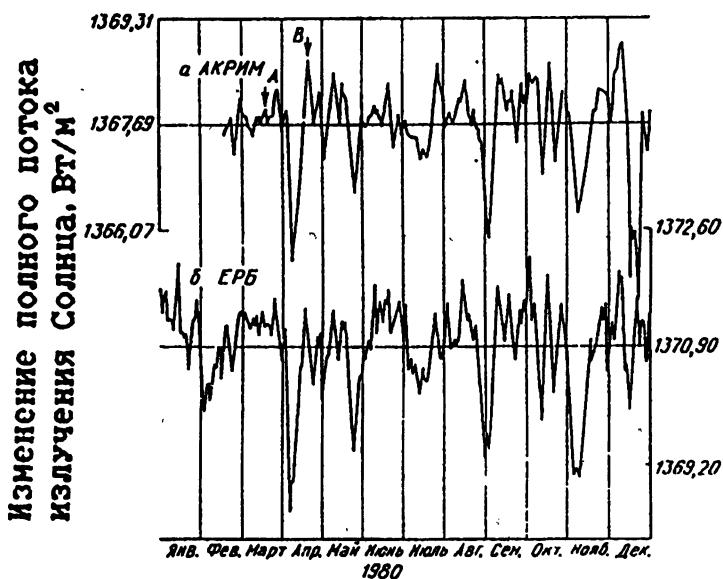


Рис. 2. Сопоставление полных потоков солнечного излучения, измеренных на спутниках СММ и НИМБУС-7, [30].

Естественно, предпринимались попытки расчёты путём воспроизвести наблюдаемые фотометрические кривые, типа представленных на рис. 2 [10–12].

При этом выяснилось, что помимо ослабления излучения в пятнах, необходимо учитывать избыток излучения в факелах. Во все такого рода расчёты вводятся площади пятен и факелов, их контрасты относительно соседней спокойной фотосфера в зависимости от расстояния до центра диска, а также закон потемнения к краю. Поскольку многие из перечисленных параметров задаются с большой погрешностью и, зачастую, определяются косвенным путём, то точность модельного воспроизведения фотометрических кривых невысока. Однако, в целом, большинство модельных и наблюдаемых пиков совпадают по времени и похожи по амплитуде. Надёжность модельных представлений значительно улучшается при непосредственной фотометрии всех активных образований за время их жизни на диске. С этой целью в обсерватории Сан Фернандо были ор-

ганизованы специальные фотометрические наблюдения [13–15]. По оценке Чепмена [15] только 50–70% всех наблюдаемых вариаций объясняются суммой влияния пятен и факелов, хотя наиболее существенные изменения солнечной постоянной аппроксимируются удовлетворительно.

Для теории солнечной активности весьма интересен вопрос, осуществляется ли энергетический баланс между ослаблением излучения, обусловленным влиянием пятен, и его избытком, вносимым факелами? По оценкам многих исследователей [13, 16, 17] примерный баланс имеет место за полное время жизни комплекса активности. Например, по данным [13] сумма избытка излучения факелов на протяжении существования комплекса активности в июне–ноябре 1982 г. составила от 70 до 120% дефицита потока в пятнах. Расчёты для большого интервала времени, начиная с 1977 г., для 636 активных областей дали аналогичную оценку: с точностью $\pm 20\%$ факельное излучение равно дефициту, обусловленному пятнами. Следует иметь в виду, что продолжительность излучения факельного поля, в среднем, вдвое превышает время жизни пятен. Поэтому на завершающей стадии существования активной области, когда наблюдаются факелы без пятен, происходит увеличение солнечной постоянной, компенсирующее предшествующее уменьшение.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ В СПЕКТРЕ СОЛНЦА

При абсолютных спектрофотометрических наблюдениях измеряется зависимость от длины волны либо освещённости от Солнца как звезды, либо яркости центра солнечного диска. Результатом измерений должны быть характеристики внеатмосферного спектра Солнца, выраженные в абсолютных энергетических единицах. Обычно наблюдается непрерывная последовательность узких участков спектра, содержащих линии поглощения. Реже измеряется континуум, т.е. отдельные точки спектра, свободные от линий (для длин волн короче 430 нм таких точек нет, и там квазиконтинуум определяется по пикам максимальной интенсивности между линиями поглощения). Переход от интенсивности спектра, включающего фраунгоферовы линии, к интенсивности континуума можно осуществить с помощью наблюдательных данных о покровном эффекте. Аналогичный переход от измерений в центре диска к диску в целом осуществляется на основе наблюдений потемнения диска к краю в различных длинах волн. При этом нужно учитывать, что величина покровного эффекта различна для центра диска и для диска в целом, а потемнение к краю в континууме отличается от потемнения в участках спектра, включающих линии. Таким образом, разнородные измерения можно пересчитать в единую систему, например, в интенсивность континуума для центра диска. Современные значения параметров пересчёта можно найти в книгах [5, 6]. При

выводе этих параметров не учитывались новые данные о потемнении к краю, опубликованные недавно [18].

В монографии [3] отмечалось, что абсолютные спектральные измерения разных авторов содержат значительные систематические погрешности и могут различаться между собой на величину до 20%. Поэтому в качестве наиболее надёжных характеристик спектра Солнца были рекомендованы весовые средние значения из всех имевшихся к тому времени рядов абсолютных измерений.

В монографии [6] был применен иной принцип построения максимального достоверных абсолютных характеристик — принцип отбраковки рядов измерений, содержащих недопустимо большие искажения относительного распределения энергии в спектре. Для отбраковки привлекаются результаты многоцветной фотометрии звёзд солнечного типа в интервале 0,33–0,99 мкм [19]. Показатели цвета этих звёзд сравниваются с показателями, вычисленными по конкретным спектрофотометрическим измерениям Солнца. Таким способом можно отобрать ряды измерений, приемлемые с точки зрения фотометрических свойств Солнца как звезды. По этому критерию среди рядов спектрофотометрических измерений, выполненных до 1970 г., только ряд [20] оказался достаточно надёжным. В монографии [6] к этому ряду были присоединены сцё 2 ряда надёжных данных: ряд “солнечных фотометров” [19] и ряд Неккеля и Лабса 1984 г. [21]. Среднее арифметическое из этих трёх рядов было рекомендовано в качестве наиболее достоверных данных на тот момент времени.

В последние годы опубликованы результаты ещё двух рядов спектрофотометрических измерений [22–24]. Оба ряда удовлетворяют критерию звёздной фотометрии и, следовательно, итоговые данные монографии [6] о наблюдаемом спектре Солнца должны быть скорректированы [25].

Относительно выбранных лучших рядов солнечной спектрофотометрии необходимо сделать несколько замечаний. Ряд [20] отличается от других протяжённостью спектрального диапазона 0,3–2,5 мкм, в котором сосредоточено около 95% солнечной постоянной. Чтобы согласовать проинтегрированное по длине волн распределение энергии в спектре с современным значением солнечной постоянной, нужно приведённые в статье [20] величины освещённости уменьшить на 1,5%. При такой коррекции точность абсолютной шкалы улучшается [26]. Часто используемые в качестве стандартных данные Неккеля и Лабса [21] отличаются малыми случайными ошибками, но, по-видимому, систематически занижены в коротковолновой области спектра, начиная с 450 нм [6]. По нашему мнению, методически наиболее безупречно, с наименьшими ошибками выполнены работы Киевской группы исследователей [23, 24]. При этом был использован богатый опыт абсолютных измерений, накопленный предшественниками, и современная техника эксперимента.

Таким образом, интервал 0,33–1,0 мкм обеспечен спектрофотометри-

ческими измерениями, выполненными на современном уровне. Иное положение сложилось в области 1,0–2,5 мкм, также доступной для наземных наблюдений. Здесь имеются только 2 ряда сравнительно надёжных измерений, полученных четверть века назад и более: это упоминавшийся выше ряд [20] и относительное распределение энергии в континууме для центра диска [27]. Оба спектрофотометрических ряда указывают на присутствие в фотосфере неизвестного источника поглощения в континууме для длин волн, превышающих 2 мкм [26]. Чтобы подтвердить или опровергнуть этот результат, нужны новые измерения.

В УФ-области спектрофотометрические исследования Солнца ведутся вне земной атмосферы на ракетах и спутниках. Техника абсолютных измерений в космосе постоянно совершенствуется и банк данных регулярно пополняется. Обзор этих работ и суммарные их результаты можно найти в монографии [6] и статье [28]. В настоящее время осуществляются две долгосрочные программы внеатмосферных измерений (см. [29] и [7] стр. 70, 73), имеющие целью уточнить распределение энергии в спектре Солнца и попытаться обнаружить вариации, связанные с циклом активности. Одна из программ, осуществляемая с 1991 г. на спутнике UARS и рассчитанная на 10 лет, отличается оригинальной методикой измерений. Спектр Солнца как звёзды в области 119–421 нм сравнивается со спектрами 15-ти ярких голубых звёзд. Предполагается, что собственные вариации светимости этих звёзд составляют малую долю процента за тысячи лет и они могут служить надёжным стандартом. Ожидаемая относительная точность измерений лучше 1%.

ДИСКУССИЯ

Несмотря на впечатляющие результаты, полученные при измерениях солнечной постоянной, некоторые задачи остались не решёнными. Так, погрешность абсолютной калибровки спутниковых радиометров пока превышает амплитуду вариаций солнечной постоянной в течении цикла активности. Поэтому изменения солнечной постоянной регистрируются в шкале конкретного прибора. Чтобы изучить несколько циклов активности, необходимо, во-первых, максимально увеличивать продолжительность функционирования каждого радиометра и, во-вторых, заранее проработать задачу согласования шкалы нового прибора с предшествующим. Перспективными, в этом смысле, являются работы, организованные Ю. А. Скларовым в Саратовском госуниверситете. Там создан спутниковый измеритель солнечной постоянной ИСП-2, по точностным параметрам не уступающий зарубежным аналогам. Аппаратура апробирована на спутнике типа "Метеор-3".

Свойства вариаций солнечной постоянной, наблюдаемые при прохождении активной области по диску, ставят перед теорией интересную

задачу. Теория развития активной области должна объяснить энергетический баланс ослабления излучения пятнами и усиления факелами. Наличие баланса говорит о том, что образование пятен и факелов нельзя рассматривать отдельно друг от друга. Вообще говоря, полная теория солнечного цикла должна объяснить, помимо прочего, увеличение солнечной постоянной в максимуме и уменьшение в минимуме.

По проблеме распределения энергии в спектре актуальным является уточнение устаревших данных в области 1,0–2,5 мкм, доступной для наземных наблюдений. С помощью новых абсолютных измерений ИК-спектра Солнца можно выяснить, имеется ли в фотосфере неотождествлённый источник поглощения в континууме?

Помимо сугубо академического интереса, измерения потока солнечного излучения и его вариаций важны для прикладной проблемы солнечно-земных связей. Например, "малый ледниковый период" совпадает по времени с известным минимумом Маундера. Не исключено, что в столь глубоком минимуме активности произошло аномальное уменьшение солнечной постоянной, что и вызвало глобальное похолодание.

ЛИТЕРАТУРА

1. Langley S.P. // Acad. Sci. C. R. 1882. V.95. P.482.
2. Langley S.P., Abbot C.G. // Ann. Smithson Inst. Astrophys. Obs. 1900.V.1.
3. Макарова Е.А., Харитонов А.В. Распределение энергии в спектре Солнца и солнечная постоянная.- М.:Наука. 1972.
4. Поток энергии Солнца и его изменения / Под ред. О.Уайта.-М.: Мир. 1980.
5. Антроценко П.Н., Гадун А.С., Гопасюк С.И. и др. Вариации глобальных характеристик Солнца -Киев: Наук.думка. 1992.
6. Макарова Е.А., Харитонов А.В., Казачёвская Т.В. Поток солнечного излучения. - М.: Наука. 1991.
7. The Sun as a variable Star: Solar and Stellar Irradiance Variations/ Ed. by J. Pap et al.-Cambridge Univ. Press. 1994.
8. Кмито А.А., Скляров Ю.А., Пиргелиометрия. -Л: Гидрометеоиздат. 1981.
9. Solar Geophysikal Date. 1994. N.599. P.2
10. Кононович Э.В., Миронова И.В. // Письма в Астрон. журн. 1982. Т.8. С.740.
11. Oster L., Schatten K.H., Sofia S. // Astroph. J. 1982. V.256. P.768.
12. Willson R.C. // Space Sci. Rev. 1984. V.38. P.203.
13. Chapman G.A., Herzog A.D., Laverence J.K. // Nature. 1986. V.319. P.654.

14. Chapman G.A., Meyer A.D. // Solar Phys. 1986. V.103. P.21.
15. Chapman G.A. // Adv. Space Research. 1988. V.8. N.7. P.21.
16. Bruning D.H., La Bonte B. // Astrophys. J. 1983. V.271. P.853.
17. Bruning D.H., La Bonte B. // Solar Phys. 1985. V.97. P.1.
18. Neckel H., Labs D. // Solar Phys. 1994. V.153. P.91.
19. Макарова Е.А., Князева Л.Н., Харитонов А.В. // Астрон. журн. 1989. Т.66. С.583.
20. Arvesen J.C., Griffin R.N., Pearson B.D. // Appl. Optics. 1969. V.8. P.2215.
21. Neckel H., Labs D. // Solar Phys. 1984. V.90. P.205.
22. Lockwood G.W., Tug H., White N.M. // Astrophys. J. 1992. V.390. P.668.
23. Бурлов-Васильев К.А., Гуртовенко Э.А., Матвеев Ю.Б. // Кинем. и физ. неб. тел. 1994. Т.10. N.3. С.3.
24. Бурлов-Васильев К.А., Васильева И.Е., Матвеев Ю.Б. // Кинем. и физ. неб. тел. (в печати).
25. Makarova E.A., Kazachevskaya T.V., Kharitonov A.V. // Solar Phys. 1994. V.152. P.195.
26. Макарова Е.А., Рошина Е.М., Сарычев А.П. // Труды Гос. астрон. ин-та им. П.К.Штернберга.- М. 1995. Т.64. Ч.2. С.3.
27. Pierce A.K. // Astrophys. J. 1954. V.119. P.312.
28. Nicolet M. // Planet. Space Sci. 1989. V.37. P.1249.
29. Thuillier G., Goutail G., Simon P.C. et al. // Science. 1987. V.225. P.182.
30. Foukal P. // J. Geophys. Res. 1987. V.92. P.801.

Государственный
астрономический ин-т
им. П. К. Штернберга, г. Москва,
Россия

Поступила в редакцию
15 мая 1996 г.

THE SOLAR RADIATION FLUX: THE MODERN DATA AND THE PERSPECTIVE PROBLEMS

E. A. Makarova and A. P. Sarychev

The results of the measurements of the solar constant and the spectral energy distribution are discussed. As a result, of the discussion, the actual theoretical and observational problems were formulated.

НАБЛЮДАЕМАЯ ИНТЕНСИВНОСТЬ КОНТИНУУМА СОЛНЦА В ОБЛАСТИ 0,33–2,45 МКМ

E. A. Макарова, E. M. Рошина, A. P. Сарычев

Путём усреднения новейших и наиболее надёжных измерений, выполненных ранее различными авторами, получены средние данные об абсолютной интенсивности солнечного континуума. Использовались современные экспериментальные данные о солнечной постоянной, распределении энергии в спектре Солнца, потемнении диска к краю, величине покровного эффекта. В итоге получены яркостные температуры непрерывного спектра в центре диска и для Солнца как звезды. Эти наблюдаемые температуры сравниваются с вычисленными по модели фотосферы.

В последние годы опубликованы новые измерения распределения энергии в спектре Солнца [1, 2]. Кроме того, внеатмосферные измерения солнечной постоянной позволили существенно уточнить её величину. Интеграл от распределения энергии в спектре Солнца как звезды известен сейчас с погрешностью в десятые доли процента [3]. Используя все эти данные, а также новые данные о покровном эффекте и потемнении солнечного диска к краю, мы нашли абсолютную интенсивность солнечного континуума в центре диска и для диска в целом в "окне прозрачности" земной атмосферы 0,33–2,45 мкм. Такая информация о континууме необходима для построения моделей солнечной атмосферы. Эта же информация вместе с данными о потемнении диска к краю позволяет вычислить "наблюдаемый" коэффициент поглощения в фотосфере и сравнить его с ожидаемым поглощением фотосферной плазмы [4–7].

Найденная нами интенсивность солнечного континуума является обобщением 6 рядов независимых измерений [1, 2, 8–11]. Данные каждого ряда пересчитывались в яркостную температуру континуума в центре диска и для диска в целом. При этом использовались измерения потемнения диска к краю [12–14] с учётом критических замечаний в статье [15] и обобщённые данные о величине покровного эффекта, представленные в табл. III монографии [3]. Некоторые особенности обработки каждого ряда спектральных измерений описаны ниже.

I. Ряд [9] — единственный ряд, в котором измерялась нужная нам интенсивность континуума в центре диска. Однако эти измерения выполнены только в 4 длинах волн в интервале 416–669 нм. Внутри этого интервала яркостная температура континуума вычисляется путём линейной интерполяции между 4 известными значениями температуры.

II. В статье [8] уровень континуума диска и центра Солнца задан в форме ломаной прямой для соответствующих яркостных температур. Эти данные в преобразованиях не нуждаются.

III. Киевская группа исследователей производила измерения яркости центра диска в участках спектра, включающих линии поглощения [2]. При анализе вычисленных яркостных температур континуума выяснилось, что в спектральных участках $762 \pm 2,5$ нм и 950 ± 25 нм они аномально низки. В этих участках наблюдаются очень сильные теллурические линии, соответственно, кислорода и воды. По-видимому, здесь неполностью учтена экстинкция, обусловленная теллурическими линиями. Поэтому для двух упомянутых длин волн яркостные температуры континуума были найдены путём линейной интерполяции между ближайшими участками, относительно свободными от теллурических линий.

IV. Аналогичная процедура интерполяции для яркостной температуры континуума применялась при обработке измерений освещённости от Солнца как звезды [1]. Авторы этой работы вообще не учитывали в экстинкции теллурические линии, кроме линий озона. Для выявления спектральных участков с малым теллурическим покровным эффектом использовалась табл. 2 статьи [16].

V. Группа Арвеэзена [10] также измеряла освещённость от всего диска Солнца, но в очень широком спектральном интервале 0,3–2,5 мкм, в котором сосредоточено 95% солнечной постоянной. Чтобы согласовать эти освещённости с современным значением солнечной постоянной, их нужно уменьшить на 1,6% [7]. В дальнейшем данные работы [10] используются везде с указанной поправкой.

VI. Пирс [11] измерил в ИК-области спектра 1,0–2,5 мкм интенсивность континуума для центра диска в относительных единицах. Чтобы преобразовать эти данные в нужные нам абсолютные величины, необходимо найти абсолютизирующий множитель К. Мы применили 3 способа абсолютизации измерений Пирса [11], описанные ниже.

1. Путём согласования с данными [8] для континуума в центре диска в спектральном интервале 1,00–1,25 мкм.

2. Путём согласования с освещённостями от Солнца [10] в интервале 0,975–2,45 мкм. При этом относительные интенсивности [11] пересчитывались в относительные освещённости с помощью данных о покровном эффекте и потемнении диска к краю.

3. Путём согласования интеграла в пределах от 0,975 до 2,45 мкм от найденной в п. 2 относительной освещённости [11] с аналогичной абсолютной величиной, полученной при вычитании из солнечной постоянной ($1370 \text{ Вт}/\text{м}^2$) интегралов от спектрофотометрических измерений для длин волн меньше 0,975 мкм и больше 2,45 мкм. Причём интеграл в пределах от 0,33 до 0,975 мкм вычислялся по описанным выше данным [2, 8, 10], а малые по величине интегралы для длин волн меньших 0,33 мкм и больших 2,45 мкм по данным [3].

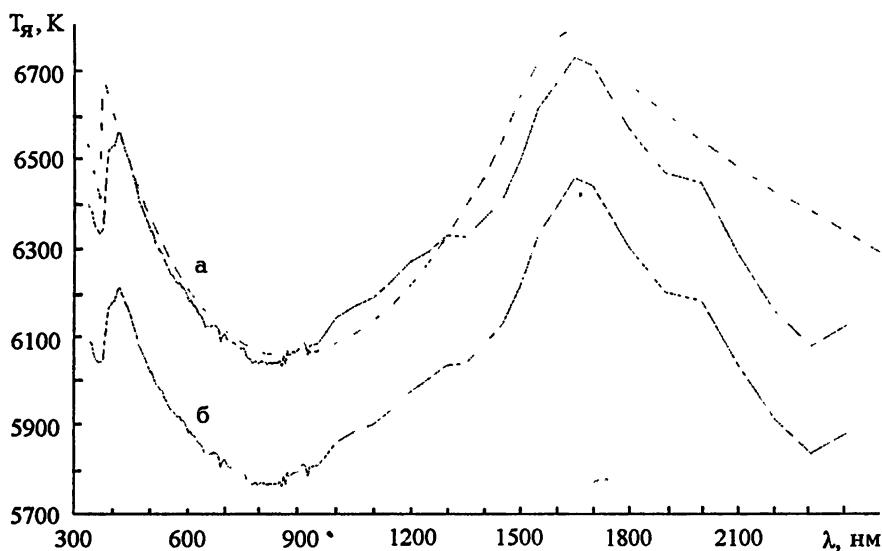
Соответствующие этим трём способам значения К получились

равными

$$K_1 = 577,4, \quad K_2 = 582,5, \quad K_3 = 581,0.$$

Окончательно, для абсолютизации измерений [11] было принято значение $K = 580,3 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-2}\text{ср}^{-1}\text{нм}^{-1}$, являющиеся средним арифметическим для K_1, K_2, K_3 .

В качестве наиболее достоверных яркостных температур континуума мы приняли среднее арифметическое из результатов 6 описанных выше рядов измерений. В форме яркостных температур средние данные о континууме для центра диска и для диска в целом представлены на рисунке; для сравнения здесь помещены яркостные температуры центра, вычисленные по модели [17].



Яркостная температура солнечного континуума: (а) для центра диска; (б) для диска в целом; среднее из наблюдений [1, 2, 8—11], — вычисленное по модели [17].

На рисунке видно, что модельные яркости континуума близки к наблюдаемым для длин волн короче 1 мкм (за исключением области бальмеровского скачка). В этой области спектра наблюдаемые данные основаны на 5 рядах спектрофотометрических измерений, включающих новейшие публикации [1, 2]. Иная картина в области 1,0–2,5 мкм, где можно использовать только 2 спектрофотометрических ряда [10, 11], полученных более четверти века тому назад. Судя по приведенному рисунку, эти данные заметно отличаются от модельных расчетов.

Подводя итог, отметим, что наши данные в области 0,33–1,0 мкм соответствуют современной точности абсолютной спектрофотометрии, а в области 1,0–2,5 мкм нужны новые измерения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lockwood G. W., Tug H., and White N. M. // *Astrophys. J.* 1992. V. 390. P. 668.
2. Бурлов-Васильев К. А., Гуртовенко Э. А., Матвеев Ю. В. // Кинемат. и физ. неб. тел. 1994. Т. 10. № 3. С. 3.
3. Макарова Е. А., Харитонов А. В., Казачевская Т. В. Поток солнечного излучения. — М.: Наука, 1991.
4. Pierce A. K. and Waddel J. H. // *Mem. Roy. Astron. Soc.* 1961. V. 68. P. 89.
5. John T. L. // *Mon. Not. Roy. Soc.* 1989. V. 240. P. 1.
6. John T. L. // *Astron. Astrophys.* 1991. V. 244. P. 511..
7. Макарова Е. А., Рошина Е. М., Сарычев А. П. // Труды Государств. астрон. ин-та им. П. К. Штернберга. 1995. Т. 64. Ч. 2. С. 3.
8. Neckel H. and Labs D. // *Solar Phys.* 1984. V. 90. P. 205.
9. Peyturaux R. // *Astron. Astrophys. J.* 1978. V. 69. P. 305.
10. Arvesen J. C., Griffin R. N., and Pearson B. D. // *Appl. Optics.* 1969. V. 8. P. 2215.
11. Pierce A. K. // *Astrophys. J.* 1954. V. 119. P. 312.
12. Pierce A. K. and Slaughter C. D. // *Solar Phys.* 1977. V. 51. P. 25.
13. Pierce A. K., Slaughter C. D., and Weinberger D. // *Solar Phys.* 1977. V. 52. P. 179.
14. Neckel H. and Labs D. // *Solar Phys.* 1994. V. 153. P. 91.
15. Макарова Е. А., Рошина Е. М., Сарычев А. П. // Кинемат. и физ. неб. тел. 1990. Т. 6. № 6. С. 21.
16. Осипов С. Н. // Препринт ИТФ-86-73Р. — Киев: Ин-т. теор. физ. АН СССР.
17. Maltby P., Avrett E. H., Carlson M., Kjeldseth-Moe O., Kurucz R. L., and Loeser R. // *Astrophys. J.* 1986. V. 306. P. 284.

Государственный астрономический
ин-т им. П. К. Штернберга,
г. Москва, Россия

Поступила в редакцию
15 мая 1996 г.

**THE OBSERVED INTENSITY OF THE SOLAR CONTINUUM IN THE
RANGE OF 0.33–2.45 μm**

E. A. Makarova, E. M. Roshchina, A. P. Sarychev

The solar continuum absolute intensity is resulted by averaging the most reliable of the observational data by different authors. The measurements of the solar constant, the spectral energy distribution, the limb darkening, the blanketing effect are used. The continuum intensity is obtained for the center disk and the entire disk. The center brightness temperature is compared with similar temperature for the model of the photosphere.

УДК 528.27, 523.84

ПОКАЗАТЕЛИ ЦВЕТА СОЛНЦА В ИНФРАКРАСНОЙ ОБЛАСТИ

A. B. Харитонов, Л. Н. Князева

Вычислены показатели цвета Солнца в ИК области, используя данные об абсолютном распределении энергии в его спектре и кривые реакции фотометрических полос V, J, H, K, L, M. Сделано сравнение их с соответствующими показателями цвета звёзд, которые считаются солнечными аналогами.

Место Солнца среди звёзд, его эволюционный статус, вопрос о том, является ли Солнце типичной звездой приписываемого ему спектрального класса (G2V) — интересны и важны и требуют исследования Солнца как звезды и определения таких его параметров, какими характеризуются звёзды, в частности, — показателей цвета.

Данное сообщение посвящено показателям цвета Солнца в ИК области. Не останавливаясь на деталях, отметим, что во многих прежних работах по определению этих величин само Солнце не наблюдалось. Вместо него исследовались звёзды, так называемые аналоги Солнца, у которых распределение энергии в ИК области считалось сходным с солнечным. Солнцу приписывались средние значения из найденных показателей цвета звёзд. Не претендующая на полноту сводка таких определений приведена в табл. 1.

Т а б л и ц а 1

ИК показатели цвета Солнца, выведенные из наблюдений
предполагаемых его аналогов

Авторы и ссылки	V-J	V-H	V-K	V-L	V-L'	V-M
Джонсон [1]	1,706	-	1,741	1,753	-	1,740
Уимстекер [2]	1,7109	1,7439	1,7483	1,7557	-	1,7540
А'Хирн и др. [3]	1,703	1,735	1,742	1,7445	1,7485	-
Кампинс и др. [4]	1,7116	1,7426	1,7486	1,7520	-	1,7486

В отличие от этих работ мы предлагаем синтетические показатели цвета Солнца, вычисленные на основании его распределения энергии, по формуле:

$$CI_{1,2} = -2,5 \log(E_1(\lambda)\varphi_1(\lambda)d\lambda/E_2(\lambda)\varphi_2(\lambda)d\lambda) + K_{1,2},$$

где $CI_{1,2}$ — искомый показатель цвета, относящийся к полосам 1 и 2, $E_1(\lambda)$, $E_2(\lambda)$ — распределение энергии в спектре Солнца как звезды, $\varphi_1(\lambda)$ и $\varphi_2(\lambda)$ — кривые реакции фотометрической системы, определяемые пропусканием телескопа, светофильтров и другой оптики фотометра и чувствительностью приемника. Константы $K_{1,2}$ устанавливают нуль-пункт, λ — длина волны. Величины $E_1(\lambda)$, $E_2(\lambda)$ мы взяли из монографии [5], $\varphi_1(\lambda)$, $\varphi_2(\lambda)$ — из работы Бесселя и Бретта [6], где сделано уточнение кривых реакции на основе анализа большого количества ИК наблюдений звёзд на разных обсерваториях. Константы $K_{1,2}$ были найдены по Веге, для которой распределение энергии в ИК области построено нами согласно данным из работ Селби, Моунтайна и их коллег [7]. Все ИК показатели цвета Веги приняты равными нулю.

Получены следующие результаты (с точностью $0.^m05 - 0.^m07$):

$$V - J = 1.^m11,$$

$$V - H = 1.^m47,$$

$$V - K = 1.^m44,$$

$$V - L = 1.^m46,$$

$$V - M = 1.^m46.$$

Напомним, что эффективная длина волны полосы V равна 0,53 мкм, а у полос J, H, K, L и M — соответственно, 1,25; 1,65; 2,2; 3,4 и 4,8 мкм.

В табл. 2 приведены отношения нормированных потоков от Солнца и звёзд, предполагаемых его аналогов, в ИК полосах. Они получены из показателей цвета после приравнивания друг другу показателей цвета Солнца и звёзд в полосе J. Показатели цвета звёзд были взяты из [2–4, 8]. Отношения дают некоторое представление о ходе спектра Солнца сравнительно со спектрами звёзд. В длинах волн полос K, L и M у Солнца относительно меньшие потоки, тогда как в полосе H — больший. Согласно литературным данным спектральные классы аналогов от G0V (у HD 44594) до G6V (у HD 28099). Наиболее известный и изученный солнечный аналог 16 Cyg В является стандартом МК-классификации для подкласса G3V [9].

Таблица 2

Отношения нормированных потоков от Солнца к потокам
от звёзд — его аналогов в длинах волн
ИК фотометрических полос

Звезда	J	H	K	L	M
HD 186427 (16 Cyg B)	1.000	1.049	0.942	0.879	-
HD 44594	1.000	1.028	0.940	0.929	0.945
HD 28099 (vB 64) *	1.000	1.047	0.980	0.938	0.943
HD 29461 (vB106) *	1.000	1.067	0.975	-	-
HD 30246 (vB142) *	1.000	1.057	0.966	-	-

* — звёзды скопления Гиады.

Показатели цвета Солнца в ИК области вычислены нами на основании групп совершенно независимых наблюдательных данных. Они показывают различие хода спектроэнергетических кривых Солнца и звёзд, которые считаются (Hardorp и другие авторы) хорошими его двойниками. Результаты нашей работы не дают достаточных оснований для уверенного заключения, что названные звёзды — полные аналоги Солнца.

Показатели цвета Солнца в видимой области также приводят к мысли о неточной его спектральной классификации. Все это вместе говорит о необходимости специальных наблюдений для всестороннего сравнения Солнца с представительной группой звёзд, близких к нему по физическим характеристикам. Такое сравнение важно как для физики звёзд, так и для лучшего понимания физики самого Солнца.

ЛИТЕРАТУРА

1. Johnson H. L. // Comm. Lunar. and Planet. Lab., 1965. V. 3. P. 73.
2. Wamsteker W. // Astron. and Astrophys., 1981. V. 97. P. 329.
3. A'Hearn M. F., Dwek E., Tokunaga A. T. // Astrophys J., 1984. V. 282. № 2. Pt. 1. P. 803.
4. Campins H., Rieke G. H., Lebofsky M. J. // Astron. J., 1985. V. 90. P. 896.
5. Макарова Е. А., Харитонов А. В., Казачевская Т. В. Поток солнечного излучения. — М.: Наука, 1991. 397 с.
6. Bessell M. S., Brett J. M. // Publ. Astron. Soc. Pacific, 1988. V. 100. P. 795.
7. Selby M. J., Mountain C. M., Bleckwell D. E., Petford A. D., Leggett S. K. // Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1983. V. 203. P. 795.
8. Egels D., Sherwood W. A., Wamsteker W., Schuitz G. V. // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 1981. V. 45. P. 5.
9. Keenan P. C., Yorke S. B. // Bull. Inform. CDS., 1988. № 35. P. 37.

Астрофизический институт
им. В. Г. Фесикова НАН РК,
Алматы, Казахстан

Поступила в редакцию
27 апреля 1996 г.

THE COLOR INDICES OF THE SUN IN THE INFRARED REGION

A. V. Kharitonov, L. N. Knyazeva

The color indices of the Sun have been calculated from their absolute energy distribution and the response functions of a photometric bands V, J, H, K, L, M. The comparison of the color indices of the Sun with those for the solar-like stars is made.

УДК 523.94:523.9-739

ГИСТЕРЕЗИС ПОТОКА КРАЙНЕГО УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА И СВЯЗЬ ЕГО ХАРАКТЕРИСТИК С АМПЛИТУДОЙ ЦИКЛА АКТИВНОСТИ

A. A. Нусинов

Исследован эффект различия потоков I_λ крайнего ультрафиолетового ($\lambda < 130$ нм) излучения, измеренных при одних и тех же значениях индексов солнечной активности, но в циклах с разной амплитудой. Различие может достигать $15 \div 20\%$. Дано объяснение эффекта на основе двухкомпонентной модели вариаций ультрафиолетового излучения (от активных областей и от "невозмущенного" Солнца) из которой следует, что при одних и тех же значениях индекса $F_{10,7}$ величины I_λ в мощных циклах должны быть меньше, чем в слабых. На примере обработки данных измерений интенсивности линии H L_α на ИСЗ SME, показана возможность прогноза амплитуды солнечного цикла по данным измерений ультрафиолетового излучения с заблаговременностью ~ 2 года до эпохи максимума активности.

Изменения крайнего ультрафиолетового излучения Солнца определяются, в основном, двумя компонентами. Первый из них (фоновый) обусловлен излучением "невозмущенного" (без активных областей) Солнца, второй — эволюцией активных областей и их перемещением по диску Солнца. На основе этих представлений в работе [1] исследованы результаты измерений на ИСЗ SME интенсивностей I_{L_α} в линии водорода L_α (121,6 нм) и показано, что двухкомпонентная модель адекватно описывает вариации этого излучения при использовании в качестве индекса активности потока радиоизлучения на волне 10,7 см — $F_{10,7}$. В данной работе эта модель используется для изучения явления различия закономерностей зависимости I_{L_α} от уровня активности в различных циклах.

Эффект различия потоков в линии H L_α для двух смежных циклов отмечен в работе [2]. В работе [3] для смежных солнечных циклов различие потоков излучения в линии L_α зафиксировано по отражению от атмосферы Юпитера. Эти измерения приходились на спад относительно небольшого по мощности 20-го цикла (среднее число Вольфа W в максимуме ~ 100) и начало более мощного 21-го цикла. На фазе роста активности в 21-м цикле величины потоков, согласно работам [2, 3], оказались меньше, чем на фазе спада 20-го (более слабого) цикла. Графики зависимости I_{L_α} от $F_{10,7}$, приведенные в работах [2-3], свидетельствуют о неоднозначности связи между ними и представляют собой известные кривые гистерезиса, параметры которых могут изменяться от одного цикла к другому.

A. A. Нусинов

1237

Покажем, что различие величин потоков излучения, измеренных при одних и тех же значениях индексов солнечной активности, но в циклах с разной амплитудой, является следствием двухкомпонентной модели вариаций ультрафиолетового излучения. Физический механизм эффекта состоит в следующем.

В соответствии с двухкомпонентной моделью [1] потоки I_λ ультрафиолетового излучения могут быть найдены из соотношения:

$$I_\lambda = B_0 + B_1(F_B - 60)^{2/3} + B_2(F_{10,7} - F_B)^{2/3}. \quad (1)$$

Два первых слагаемых в формуле (1) соответствуют излучению от невозмущенного Солнца (хромосферной сетки), а последнее — излучению АО.

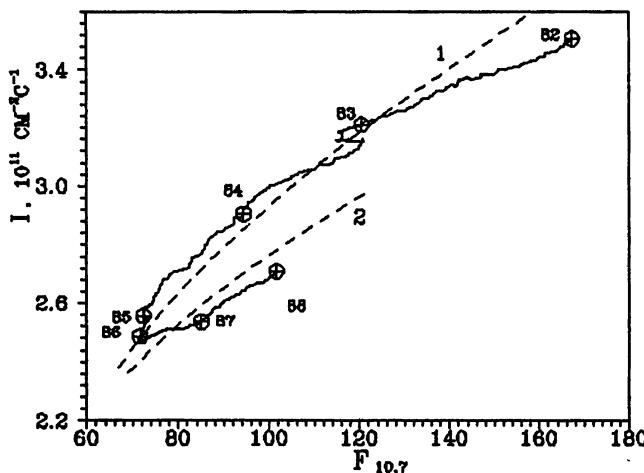
Фоновый поток F_B (радиоизлучение на волне 10,7 см от невозмущенного (свободного от АО Солнца) плавно изменяется в цикле от ~ 60 до 120 солнечных единиц потока. Расчет фонового компонента как функции времени от начала цикла приводится в работе [1]. Для величин I_λ , выраженных в единицах 10^{11} фотон·см $^{-2}$ с $^{-1}$, в работе [1] получено: $B_0 = 2,127$; $B_1 = 0,0711$; $B_2 = 0,0413$.

Использование этих значений в формуле (1) показывает, что основной вклад в I_λ вносят фоновые потоки, а вклад от АО мал (обычно не превышает 20%).

При одном и том же фиксированном значении индекса активности $F_{10,7}$ основной вклад в его величину дает в "слабых" циклах фоновое радиоизлучение от невозмущенного (без АО) Солнца, а в "мощных" — активные области, занимающие значительную часть солнечного диска. Ясно, что при одних и тех же значениях $F_{10,7}$ величины I_λ в мощных циклах должны быть меньше, чем в слабых. Этот вывод подтверждается измерениями на ИСЗ SME. На рисунке сплошной линией представлены скользящие среднегодовые значения I_{L_a} в зависимости от скользящих средних значений $F_{10,7}$ за период 1982–1988 г.

Отмеченные точки соответствуют середине каждого года. Видно, что на фазе роста 22-го цикла I_{L_a} ниже, чем в 21-м цикле при одних и тех же уровнях активности. Например, при среднем уровне $F_{10,7} = 110$ различие между потоками $\Delta I \sim 0,3 \cdot 10^{11}$ фотон·см $^{-2}$ с $^{-1}$, или $\sim 10\%$. Отсюда, зная только знак ΔI , можно сделать вывод, что амплитуда 22-го цикла должна быть больше, чем у 21-го: превышать $W = 165$.

Зная в некоторый начальный период солнечного цикла (спустя 1,5–2 года от начала) разницу ΔI_λ между потоком ультрафиолетового излучения в начальный период текущего цикла и потоком, измеренным на фазе спада предыдущего цикла, можно прогнозировать амплитуду текущего цикла активности. Исходными данными для прогноза могут быть патрульные измерения ультрафиолетового излучения Солнца. Рассмотрим



возможность такого прогноза, используя для этого измерения в линии L_α на ИСЗ SME.

Рассмотрим сначала поведение величин I_λ в среднем для каждого конкретного цикла. Величины F_B (по имеющимся за 2 цикла данным) изменяются примерно одинаково: от минимального, $F_{Bm} \sim 60$, до максимального, $F_{Bm} \sim 120$, а значение $F_{10.7}$ от ~ 60 до некоторой величины F_M . Тогда в уравнении регрессии

$$F_{10.7} = a + b \cdot F_B \quad (2)$$

можно оценить величины a и b :

$$a = 60(1 - b), \quad b = F_M/60 - 1. \quad (3)$$

Очевидно, что значения a и b отличаются в разных циклах.

Подставив (2) в (1), можно получить для данного цикла зависимость I_λ от $F_{10.7}$ "в среднем", то-есть с учетом изменения F_B с $F_{10.7}$:

$$I_\lambda = B_0 + B_3 \cdot (F_{10.7} - 60)^{2/3}, \quad (4)$$

где

$$B_3 = [B_1 + B_2 \cdot (b - 1)^{2/3}] \cdot b^{-2/3}. \quad (5)$$

На рисунке представлен расчет средних изменений для 21-го цикла ($F_M \sim 200$, линия 1).

При переходе от данного цикла к последующему различие между потоками ультрафиолетового излучения при некотором фиксированном уровне $F_{10.7}$ составит:

$$\Delta I = \Delta B_3 \cdot (F_{10.7} - 60)^{2/3}.$$

Используя уравнение (4), можно с достаточной точностью оценить ΔI как

$$\Delta I \sim \alpha(\Delta b/b) \cdot (F_{10,7} - 60)^{2/3}, \quad (6)$$

где α — некоторая постоянная для всех циклов величина.

Рассмотрим теперь две пары последовательных солнечных циклов, характеризуемых величинами I_1 , b_1 для первых в каждой паре циклов и, соответственно величинами I_2 и b_2 , для вторых циклов в каждой паре. Из (6) следует, что

$$\Delta b_2 = b_2(\Delta I_2/I_2)(\Delta b_1/b_1), \quad (7)$$

т.е. оказывается возможным определить величину Δb_2 , а затем из формулы (3) и F_M по данным об изменениях ультрафиолетового излучения в двух парах смежных солнечных циклов. Выполним такую оценку для 22-го цикла. Из рисунка для этого цикла следует: $\Delta I = 0,3 \cdot 10^{11}$ фотон·см $^{-2}$ с $^{-1}$. Такая же величина указана в [2] для перехода от 20 к 21 циклу: $\Delta I = 0,3 \cdot 10^{11}$ фотон·см $^{-2}$ с $^{-1}$. Для 20-го цикла $F_M = 156$, а для 21-го цикла $F_M = 205$. Тогда из (3) следует $b_1 = 1,60$ для 20-го цикла и $b_2 = 2,40$ для 21-го, $\Delta b_1 = 0,8$. Следовательно, из (7) можно получить $\Delta b_2 = 1,2$, т.е. для 22 цикла $b = 3,6$. Тогда из (2) при $F_B = 120$ может быть найдено $F_M = 276$ для 22-го цикла, что соответствует $W \approx 220$.

Максимум 22-го цикла был достигнут в феврале-марте 1990 г., причем в этот период $F_{10,7}$ было близким к 215 (что соответствует $W \approx 170$). Таким образом, ошибка прогноза оказывается несколько больше, чем для прогноза, публикуемого в работе [4], где она ~ 40 . Одним из источников ошибок является, видимо, недостаточная точность описания потока излучения соотношением (1) (двуухкомпонентной моделью), не позволяющим точно рассчитать величину ΔI . Для примера на рисунке приведен расчет для чрезвычайно мощного (нереального) цикла с $F_M = 600$ (линия 2). Видно, что даже в этом случае расчетные значения ΔI меньше наблюдавшихся. Тем не менее, использование патрульных измерений ультрафиолетового излучения открывает новую возможность прогнозирования уровня солнечной активности. При этом, как ясно из рисунка, прогноз может быть выдан спустя 2 года после начала цикла, т.е. с заблаговременностью также ~ 2 лет, что важно для планирования работ, в которых существенен учет параметров околоземного космического пространства.

ЛИТЕРАТУРА

1. Катюшина В. В., Красинец М. В., Нусинов А. А., Барт Ч. А., Роттман Г. Ж. // Геомагнетизм и аэрономия, 1991. Т. 31. № 1. С. 40.
2. Vidal-Madjar A., Pissamay B. // Solar Phys., 1980. V. 66. № 2. P. 259.
3. Vidal-Madjar A., Emerich C., Cazes S. // Astronomy and Astrophysics., 1980. V. 87. № 3. P. L12.

4. Solar Geophysical Data. Prompt reports. NOAA USA. 1982-1990.

Институт прикладной геофизики
им. академика Федорова Е. К.
Росгидромета, г. Москва, Россия

Поступила в редакцию
29 мая 1996 г.

**THE HYSTERESIS OF SOLAR EUV FLUX AND RELATIONSHIPS OF
IT'S CHARACTERISTICS WITH SOLAR CYCLE AMPLITUDE**

A. A. Nusinov

The investigation results of the phenomenon of a difference between solar EUV fluxes (I_{EUV}) measured at the same solar indices values but in the cycles of different amplitudes are presented. The difference can achieve 15÷20%. The explanation of the phenomenon is given on the basis of two-component model of solar EUV variations (from active regions and from "undisturbed" solar surface). It follows from this model, that I_{EUV} values when measured at the same $F_{10.7}$ values are greater in a weak solar cycle than in the powerful one. SME Lyman-alpha data processing results are presented as an example of the possibility of a solar cycle amplitude forecast (with the advance of about 2 years before the solar maximum epoch).

УДК 523.9-355

НОВЫЙ РЯД ДАННЫХ ОБ АБСОЛЮТНОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ЭНЕРГИИ СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ОБЛАСТИ 310–1070 НМ

К. А. Бурлов-Васильев, И. Э. Васильева, Ю. Б. Матвеев

В статье представлены краткие результаты измерений абсолютного спектрального распределения солнечного излучения, выполненные в 1989 и 1992 гг. на высокогорной наблюдательной станции "пик Терскол", Кавказ, относящиеся к интегральному спектру центра солнечного диска, всего диска и яркостной температуре солнечного континуума. Обсуждается вопрос согласования данных абсолютной спектрофотометрии Солнца и Веги с данными многоцветной фотометрии в системе *UBV*. Показано, что результаты солнечно-звездной абсолютной спектрофотометрии свидетельствуют о том, что колор-индексы Солнца в системе *UBV* должны быть весьма близкими к нормальным колор-индексам звезды G2V.

1. Введение. В 1989 г. на высокогорной наблюдательной базе ГАО НАН Украины "пик Терскол", Приэльбрусье, были выполнены измерения спектрального распределения абсолютной энергетической яркости центра солнечного диска в области 310–685 нм, результаты которых опубликованы в работе [1]. В 1992 г. программа измерений была распространена в длинноволновую область вплоть до 1070 нм. В результате получен единый ряд данных об интегральном спектре центра солнечного диска в широком диапазоне, перекрывающем в том числе и ближнюю ИК область с $\lambda > 870$ нм, для которой полные спектральные данные ранее были недоступны. Используя эти данные для абсолютной калибровки спектра Солнца, записанного с высоким разрешением в относительных единицах, мы также локализовали абсолютное положение солнечного квазиконтинуума. Кроме того, с привлечением средних данных о потемнении солнечного диска от центра к краю в интегральном спектре, мы получили спектральное распределение излучения Солнца как звезды и спектральную освещенность солнечным излучением на расстоянии в 1 а.е.

К настоящему времени существует несколько независимых рядов измерений спектрального состава солнечного излучения в абсолютных энергетических единицах, самым известным из которых является ряд Неккеля и Лабса [9], на котором основаны практически все фундаментальные построения современной солнечной физики. Наши измерения показывают, что данные Неккеля и Лабса занижены в ближней УФ области на 6–8%, а в области 580–750 нм завышены на 2–3%. Зависимость положения солнечного континуума от длины волн по нашим данным представляется

более гладкой кривой и не имеет особенностей, присутствующих в данных Неккеля и Лабса для ИК области спектра, которые можно объяснить ошибками локальных интегралов в [9], возникшими из-за неполного учёта поглощения солнечного излучения в атмосфере Земли.

2. Наблюдения выполнены на специализированном спектрофотометрическом комплексе, устройство которого приведено в работе [1]. Комплекс включает в себя горизонтальный солнечный телескоп, автоматизированный дифракционный спектрофотометр, систему воспроизведения, контроля и передачи единиц спектральной плотности энергетической яркости, ореольный фотометр и вспомогательную аппаратуру для исследования и контроля оптических параметров схем измерения. Метод измерений заключается в сравнении спектра излучения центра солнечного диска со спектром лабораторного источника. При этом используется одна и та же оптическая схема измерений, что позволяет исключить влияние селективности оптики телескопа и спектрометра. Редукция измерений к нулевой воздушной массе вдали от сильных теллурических линий и полос (УФ и видимая область спектра) была выполнена методом Бугера, дополненным независимым контролем оптической стабильности атмосферы. В тех длинах волн, где теллурические полосы вызывают, вследствие ограниченного спектрального разрешения спектрометра, эффект Форбса (ИК область) — дополнительно привлекались результаты полуэмпирического расчёта спектра поглощения земной атмосферы. Такие вычисления были выполнены для профилей 16100 линий кислорода и водяного пара для стандартной модели атмосферы, скорректированной по измеренным метеопараметрам в момент наблюдений.

3. Основные результаты измерений — спектральная плотность энергетической яркости (СПЭЯ) центра солнечного диска по данным измерений 1989 и 1992 гг. в виде интегральных значений, усреднённых по 1 нм, — приведены на рис. 1 в сравнении с данными Неккеля и Лабса (табличные данные будут опубликованы в журнале "Кинематика и физика небесных тел"). Оценка погрешности величин СПЭЯ центра солнечного диска составляет 2,5% для $\lambda = 310$ нм, 2,2% для $\lambda = 400$ нм и не превышает 2% для более длинноволновой области спектра. Основным источником погрешности является неточность калибровки эталонных ламп. Кроме того, в ИК-области спектра определённую погрешность вносит процедура дополнительной редукции в областях сильных теллурических линий ($\sim 2\%$). Данные 1989 и 1992 гг. пересекаются в области $\lambda \lambda 650-685$ нм, где согласуются между собой в пределах 1%. Для локализации квазиконтинуума в солнечном спектре мы использовали Фурье-атлас высокого разрешения, откалибранный по нашим 1-нм интегралам. На рис. 2 треугольниками нанесены точки континуума, выбранные нами в областях,

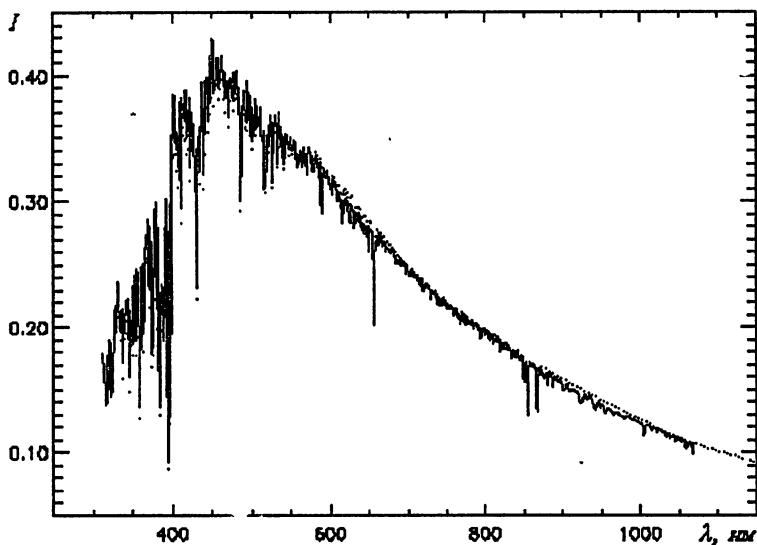


Рис. 1. Спектральная плотность энергетической яркости центра солнечного диска, 10^{14} Вт/($\text{м}^3 \cdot \text{стэр}$). Сплошной линией отмечены результаты наших измерений, точками — данные Неккеля и Лабса.

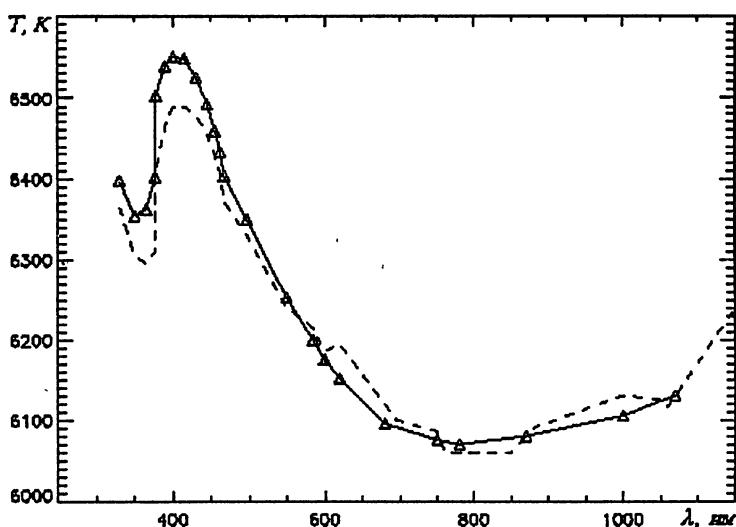


Рис. 2. Яркостная температура центра солнечного диска в квазиконтинууме. Треугольники — наши данные, штриховая линия — данные Неккеля и Лабса.

свободных от солнечных и теллурических линий. При этом совокупность отрезков, проведённых через эти точки, достаточно хорошо представляет положение квазиконтинуума. На этом же графике приведены данные Неккеля и Лабса [9]. Видно, что эти последние неточно представляют солнечный континуум. Величины СПЭЯ центра солнечного диска позволяют вычислить освещённость от всего Солнца, как от звезды, если известны коэффициенты потемнения солнечного диска к краю для соответствующих спектральных участков. Мы использовали данные Осипова [4], Неккеля и Лабса в интегральном спектре ($\lambda < 685$ нм) и континууме [9].

4. Согласование данных солнечной абсолютной спектрофотометрии с результатами многоцветной фотометрии Солнца, с одной стороны, и результатами звёздной спектрофотометрии, с другой стороны, представляется необходимой задачей, важной, в первую очередь, для уточнения места Солнца среди звёзд. Так как аналоги Солнца в полном смысле слова, по-видимому, весьма редки, с целью сравнения результатов солнечной и звёздной спектрофотометрии необходимо привлечение дополнительной информации, которую могут дать результаты многоцветной фотометрии Солнца и звёзд в системе UBV . Система UBV позволяет протестировать спектрофотометрические данные в области $\lambda \lambda 300\text{--}500$ нм, (колор-индекс $U - B$) и в области $\lambda\lambda 400\text{--}700$ нм (колор-индекс $B - V$). В настоящее время приняты следующие значения для колор-индексов и звёздной величины Солнца в полосе V , основанные на прямых определениях [3]:

$$(U - B)_\odot = 0,18, \quad (B - V)_\odot = 0,67, \quad V_\odot = -26,75.$$

Кривые реакции системы UBV $\phi_U(\lambda)$, $\phi_B(\lambda)$ и $\phi_V(\lambda)$ были взяты из работы Бусера [7] (как показало исследование нескольких спектрофотометрических звёздных каталогов, кривые Бусера наилучшим образом представляют реальную систему UBV). Используя эти данные, из распределения энергии в спектре звезды или Солнца $I(\lambda)$ можно вычислить показатели цвета:

$$(U - B)^{\text{выч}} = -2,5 \log \frac{\int I(\lambda) \phi_U(\lambda) d\lambda}{\int I(\lambda) \phi_B(\lambda) d\lambda} + K_{U-B}, \quad (1)$$

$$(B - V)^{\text{выч}} = -2,5 \log \frac{\int I(\lambda) \phi_B(\lambda) d\lambda}{\int I(\lambda) \phi_V(\lambda) d\lambda} + K_{B-V}, \quad (2)$$

и звёздную величину

$$V^{\text{выч}} = -2,5 \log \int I(\lambda) \phi_V(\lambda) d\lambda + K_V, \quad (3)$$

где K_{U-B} , K_{B-V} и K_V — константы, которые могут быть найдены по звёздам с известными распределениями энергии в спектре и непосредственно измеренными колор-индексами и звёздной величиной. Наиболее естественно такую калибровку выполнять по Веге, которая является стандартной звёздой спектрофотометрической шкалы и одновременно стандартом системы UVB . Результаты измерений распределения энергии в спектре Веги, полученные до 1985 г., подтверждены Хайесом [8]. Уже после этой работы выполнены новые измерения: ГСССД [6], Тереза [10], Князевой и Харитонова [2].

В табл. 1 приведены результаты вычислений солнечного колор-индекса $(U - B)_\odot^{\text{выч}}$ с использованием различных спектрофотометрических кривых для Солнца и Веги. (В случае отсутствия данных ниже 300 нм, эти кривые были дополнены по результатам Свидерскена [5], заново откалиброванным для каждого случая в точке сшивания. Непосредственные определения $(U - B)_\odot$ дают величину 0,14–0,20 [3]. Отсюда следует, что большинство имеющихся независимых измерений спектра Солнца, Веги и солнечного показателя цвета $(U - B)_\odot$ не дают согласованных значений. Наилучшее же согласие может быть достигнуто только при использовании спектрального распределения энергии излучения Веги по Князевой и Харитонову (КХ [2]) или ГСССД [6], распределения энергии в спектре Солнца по данным Неккеля и Лабса (НЛ [9]), нашим (Киев) или данным Макаровой, Харитонова и Казачевской (МХК [3]) и показателя цвета $(U - B)_\odot < 0,17$. В табл. 2 представлены результаты аналогичных вычислений, проведённых для колор-индексов $B - V$. Непосредственные определения $(B - V)_\odot$ дают величину 0,63–0,69.

Таблицы 1 и 2 позволяют, по нашему мнению, по-новому взглянуть на известную проблему о том, что Солнце, являясь стандартом G2V в спектральной классификации МКК, по данным некоторых определений имеет показатели цвета, более подходящие звезде класса G5V (нормальные колор-индексы звезды G2V $U - B = 0,10$, $B - V = 0,62$; G5V — соответственно 0,20 и 0,68). Сам по себе этот неожиданный результат оспаривать было бы трудно, но из табл. 1 и 2 видно, что самые близкие к G5V значения $(U - B)_\odot$ и $(B - V)_\odot$ являются в то же время наиболее противоречащими данным солнечно-звёздной абсолютной спектрофотометрии. Поскольку сами колор-индексы $U - B$ и $B - V$ являются взаимозависимыми, важным является положение Солнца на двухцветной диаграмме UVB . Мы нашли две близкие пары спектрофотометрических кривых Солнца и Веги, при которых точка $\{(U - B)_\odot^{\text{выч}}, (B - V)_\odot^{\text{выч}}\}$ ложится на линию нормальных звёзд главной последовательности: это наши данные для Солнца и данные ГСССД [6] для Веги, или данные [3] для Солнца и [10] — для Веги, причём в обоих случаях расчётные показатели цвета Солнца типичны для нормальной звезды G2V. Таким образом, результаты солнечно-звёздной спектрофотометрии приводят к значениям

$$(U - B)_{\odot}^{\text{выч}} = 0,10, (B - V)_{\odot}^{\text{выч}} = 0,62.$$

Вычисленные значения $V_{\odot}^{\text{выч}}$ приведены в табл. 3. Современное общепринятое значение $V_{\odot} = -26,75$ представляет собой (см. [3]) простое среднее из данных компиляции Мартынова (-26,8) и измерений Галлуе (-26,70), и находится в хорошем согласии с данными абсолютной солнечно-звездной спектрофотометрии. Однако, рассматривая данные из табл. 3 как результаты независимых измерений, которые должны быть использованы при выведении среднего, получим уточненное значение $V_{\odot} = -26,73$.

Таблица 1

Вега	Солнце			
	НЛ [9]	МХК [3]	Киев	США [11]
КХ [2]	0,1608	0,1770	0,1454	0,0944
Терез [10]	0,0798	0,0961	0,0645	0,0134
ГСССД [6]	0,1204	0,1367	0,1051	0,0540
Хайес [8]	0,1024	0,1187	0,0871	0,0360

Таблица 2

Вега	Солнце			
	НЛ [9]	МХК [3]	Киев	США [11]
КХ [2]	0,6318	0,5893	0,6008	0,5645
Терез [10]	0,6583	0,6158	0,6273	0,5911
ГСССД [6]	0,6461	0,6036	0,6151	0,5789
Хайес [8]	0,6767	0,6342	0,6457	0,6095

Таблица 3

Вега	Солнце			
	НЛ [9]	МХК [3]	Киев	США [11]
КХ [2]	-26,7453	-26,7291	-26,7483	-26,6787
Терез [10]	-26,7469	-26,7307	-26,7499	-26,6803
ГСССД [6]	-26,6710	-26,6548	-26,6740	-26,6044
Хайес [8]	-26,7462	-26,7300	-26,7491	-26,6795

ЛИТЕРАТУРА

- Бурлов-Васильев К. А., Гуртовенко Э. А., Матвеев Ю. Б. // Кинемат. и физ. небес. тел. 1994. Т. 10. № 3. С. 3.
- Knyazeva L. N., Kharitonov A. V. // Standard Star News., 1988. V. 13. P. 22.
- Макарова Е. А., Харитонов А. В., Казачевская Т. В. Поток солнечного излучения. — М.: Наука, 1991. — 400 с.

4. Осипов С. Н. // Кинемат. и физ. небес. тел. 1987. Т. 3. № 5. С. 57.
5. Свидерскене З. // Бюлл. Вильнюсской астр. обсерватории. 1988. Т. 80. С. 3.
6. Спектральная плотность энергетической освещённости, создаваемая звёздами на границе атмосферы Земли в диапазоне длин волн 0,32–1,08 мкм ГССД 130-89. — М., 1989.
7. Buser R. // Astron. Astrophys. 1978. V. 62. P. 411.
8. Hayes D. S. — In: Calibration of fundamental stellar quantities / Eds. Hayes, Pasinetti and Davis Philip. IAU symp. № 111, 1985. P. 225.
9. Neckel H., Labs D. // Solar Phys. 1984. V. 90. № 2. P. 205.
10. Terez E. I. // Standard Star Newsletter. 1983. V. 2. P. 11.
11. Thekaekara M. P. // Appl. Opt. 1974. V. 13. № 3. P. 518.

Главная астрономическая
обсерватория НАН Украины,
г. Киев

Поступила в редакцию
15 мая 1996 г.

A NEW DATA SET FOR THE SOLAR RADIATION ABSOLUTE ENERGY DISTRIBUTION IN THE REGION OF 310–1070 NM

K. A. Burlov-Vasil'ev, I. E. Vasil'eva, Yu. B. Matveev

The paper represents the brief results of the absolute spectral measurements of the solar radiation performed during 1998 and 1992 at the high-altitude station on the Peak Terskol, Caucasus, which are concerned the spectral disk-center integral intensity, radiation temperatures representing the solar continuum, and spectral mean intensity (irradiance) from the whole disk. The adjustment of the absolute spectral distribution data for the radiation of the Sun and Vega with the data of *UBV* photometry is discussed. It is shown that the solar-stellar spectrophotometry gives an evidence of the solar *UBV* color-indices being rather close to normal values for the G2V star.

УДК 523.72:551.510:535.4

ОБЛАСТЬ Е ИОНОСФЕРЫ И ДОЛИНА МЕЖСЛОЕВОЙ ИОНИЗАЦИИ КАК ИНДИКАТОР СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ДИАПАЗОНЕ 10–30 НМ

А. А. Нусинов, Л. А. Антонова, В. В. Катюшина

Для косвенных оценок потока излучения Солнца в трудном для прямых измерений участке спектра 10–30 нм предлагаются использовать данные по электронной концентрации в максимуме слоя Е и долине межслоевой ионизации. Данные по этим параметрам, взятые из эмпирических моделей, сопоставлены с теоретическими расчётами. Показано, что поток излучения Солнца в области 10–30 нм примерно в 2,5 раза больше, чем полученный в измерениях на ИСЗ “АЕ-Е”. Результаты используются для коррекции модельных спектров крайнего ультрафиолетового излучения.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Существующие модели для расчётов излучения в области длин волн короче 105 нм основаны, прежде всего, на длительных измерениях спектра излучения на ИСЗ “АЕ-Е” (см., например, [1, 2]). Однако область 10–30 нм оказывается наиболее сложной как для измерений, так и при калибровке аппаратуры. Согласно [3, 4], например, абсолютная калибровка спектральных приборов ИСЗ “АЕ-Е” выполнялась для длин волн λ , больших 25 нм, а при более коротких длинах волн либо применялась ненадёжная экстраполяция калибровочных кривых, либо (при $\lambda < 15$ нм) использовалось некоторое обобщение других, более ранних и не всегда надёжных измерений [3].

E — область дневной ионосферы, поведение которой почти целиком определяется изменениями ионизующего излучения и которая сравнительно мало подвержена влиянию динамических процессов в верхней атмосфере и электродинамическим возмущениям, связанным с магнитосферными изменениями, с успехом может быть использована для цели уточнения данных о спектре солнечного излучения в крайней ультрафиолетовой области спектра. Вблизи максимума E -слоя эта область образуется, в основном, за счёт ионизации атмосферы солнечным излучением в двух сравнительно узких участках солнечного спектра, расположенных вблизи 6 и 100 нм. В области долины межслоевой (E - и $F1$ -областей) ионизации основной вклад в скорость ионообразования вносит излучение на длинах волн 10–30 нм.

Исходя из модели спектра [7] и теории ионизации E -области разработана модель E -слоя [8], в которой с хорошей точностью отражены основные вариации параметров E -слоя с солнечной активностью и геофизическими условиями. Целью данной работы является уточнение значений потоков излучения в области 10–30 нм на основе сравнения расчётов по модели ионосферы [8] и результатов исследований долины межслоевой (E и $F1$) ионизации, где это излучение вносит значительный вклад в скорость ионообразования.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ И РАСЧЁТЫ ПАРАМЕТРОВ ДОЛИНЫ

Введём параметр, характеризующий относительную глубину долины: $V = (n_{em} - n_{ev})/n_{em}$. Анализ эмпирических моделей [9–12] показал, что значения V при малых зенитных углах $\chi < 60^\circ$ почти не зависят от зенитного расстояния Солнца, сезона и солнечной активности. Например, (для средних широт) в моделях IRI [11] и СМИ [9, 12] — соответственно, $V = 0,05$ и $V = 0,15$; в модели [10] — $V = 0,13$.

Таким образом, область $\chi < 60^\circ$, для которой разброс значений V по разным эмпирическим моделям наименьший, по-видимому, меньше всего подвержена влиянию геофизических факторов, и может быть использована для сопоставления с расчётными значениями V по теоретической модели при разных потоках в области спектра 20–30 нм (I_{20-30}).

Сравнение n_e по эмпирическим моделям с расчётами по модели [8] показывает, что при использовании спектра [7] разность между n_{ev} и n_{em} оказывается гораздо больше, чем получаемая из эмпирических моделей. Пример такого расчёта при $F_{10,7} = 120$ приведён на рис. 1 (штриховые линии).

Из анализа различных вариантов расчётов следует, что рост величины n_{ev} при изменении входных параметров происходит почти исключительно за счёт увеличения интенсивности излучения I_{10-30} в узком диапазоне 10–30 нм. Для примера на рис. 1 представлены результаты, полученные при различных зенитных углах χ , в которых интенсивность I_{10-30} увеличена в два раза. Видно, что при этом n_e возрастает только в области выше максимума E -слоя, а n_{em} практически не изменяется.

Расчётные значения V зависят от соотношения между интенсивностями излучения в отдельных участках спектра: линий 97,7 нм и 102,6 нм, формирующих максимум E -слоя, и интервала 1030 нм, формирующего долину. На рис. 2 представлены результаты расчётов V в зависимости от значения K — коэффициента, показывающего во сколько раз увеличена интенсивность в области 10–30 нм в модельном спектре [7]; $K = 1$ соответствует значениям потоков в спектрах, полученным на ИСЗ “АЕ-Е”.

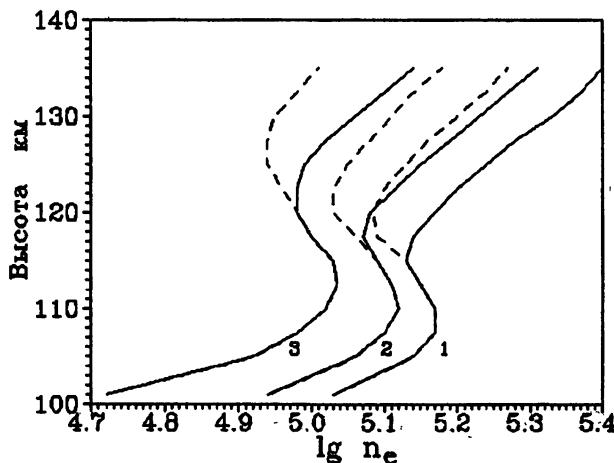


Рис. 1. Расчёты профилей $n(h)$ для различных зенитных углов Солнца: 1 — $\chi = 30^\circ$, 2 — $\chi = 45^\circ$, 3 — $\chi = 60^\circ$, где интенсивность излучения Солнца в области 10–25 нм соответствует [7] (штриховые линии) и увеличена вдвое (сплошные линии).

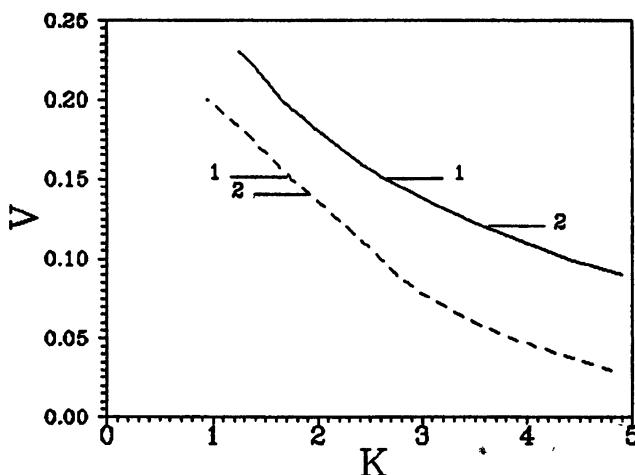


Рис. 2. Зависимость параметра V , характеризующего глубину долины межслоевой ионизации, от относительного увеличения интенсивности излучения Солнца в области 10–30 нм (K). Сплошная линия — расчёт по модели [8] для высокой солнечной активности, штриховая — для низкой, цифрами 1 и 2 отмечены значения параметра V согласно эмпирическим моделям [12] и [10] при высокой и низкой солнечной активности в полдень летнего солнцестояния.

Расчёты выполнены для условий 12 часов LT, лета на средних широтах ($\phi = 45^\circ$), для высокой ($F_{10,7} = 190$) и низкой ($F_{10,7} = 65$) солнечной активности. Значения V по эмпирическим моделям [10] и [12] также отмечены на рисунке. Видно, что согласие расчётной модели с эмпирическими достигается при $K = 1,9$ для минимума солнечной активности и при $K = 3,1$ для высокой активности. В среднем необходимое увеличение потока составляет $K = 2,5$. Использование для аналогичного сопоставления модели [11] требует при высокой активности ещё больших и, по-видимому, нереальных значений K (в минимуме активности для них необходимо принять значение $K = 4,5$). Заметим, что изменение потоков излучения в области 25–30 нм практически не влияет на расчётные параметры долины, поэтому вывод о необходимости увеличить в 2,5 раза потоки излучения относится, как и в [3, 4], к спектральному интервалу 10–25 нм.

Проведённый анализ эмпирических ионосферных моделей и моделей коротковолнового излучения Солнца [1, 2] указывает на то, что в области 10–30 нм имеет место более сильная зависимость от уровня солнечной активности, чем это отражено в спектре [7]. Действительно, из рис. 2 видно, что по ионосферным моделям при низкой активности $K = 2$, а при высокой, в среднем $K = 3$, то есть поток в области 10–30 нм возрастает относительно потоков 97,7 и 102,6 нм сильнее примерно в 1,5 раза. Однако, поскольку в этой области существуют как отдельные корональные эмиссии, очень сильно изменяющиеся с активностью, так и хромосферные, сделать определенный вывод относительно скорости роста в отдельных участках спектра области 10–30 нм не представляется возможным.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из результатов исследования верхней части Е-области — долины межслоевой ионизации — следует, что интенсивность спектра Солнца в области 10–30 нм необходимо увеличить в $\sim 2,5$ раза по сравнению с данными, получаемыми при использовании модельного спектра [7]; для этого достаточно увеличить соответствующие коэффициенты в 2,5 раза. Такой вывод согласуется с результатом [3, 4], где исходя из сравнения измеренных и рассчитанных спектров фотоэлектронов показана необходимость увеличения I_{10-30} примерно в 2 раза [5].

Авторы выражают благодарность Е. О. Перекалиной за предоставление программы фотохимических расчётов Е-области.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках проекта 95-05-15420а.

ЛИТЕРАТУРА

1. Tobiska W. K. // J. Geophys. Res., 1990. V. 95. N. A6. P. 8243..
2. Woods T. N., Rottman G. J. // J. Geophys. Res., 1990. V. 95. N. A5. P. 6227.
3. Richards P. G., Torr D. G. // J. Geophys. Res., 1984. V. 89. N. A7. P. 5625.
4. Richards P. G., Torr D. G. // J. Geophys. Res., 1985. V. 90. N. A3. P. 2877.
5. Torr M. R., Torr D. G., Ong R. A., Hinteregger H. E. // Geophys. Res. Lett., 1979. V. 6. N. 10. P. 771.
6. Torr M. R., Torr D. G. // J. Geophys. Res., 1985. V. 90. N. A7. P. 6675.
7. Бруевич Е. А., Нусинов А. А. // Геомагнетизм и аэрономия, 1984. Т. 24. N. 4. С. 581.
8. Нусинов А. А. // Ионосферные исследования. — М.: АН СССР, 1988. N. 44. С. 94- 99.
9. Часовитин Ю. К., Шушкова В. Б., Сыкилинда Е. Н., Максимова В. В. // Тр. Ин-та эксперим. метеорологии. М.: Гидрометеоиздат, 1983. Вып. 13 (102). С. 59.
10. Фаткуллин М. Н., Зеленова Т. И., Козлов В. К. и др. Эмпирические модели среднеширотной ионосферы. — М.: Наука, 1981. — 256 с.
11. Rawer K., Ramakrishan S., Bilitza D. International Reference Ionosphere, IRI-1978. Brusseles: International Union of Radio Science (URSI), 1978. — 75 p.
12. Ионосфера Земли. Модель глобального распределения концентрации, температуры и эффективной частоты соударений электронов. ГОСТ 25645.146- 89. — М.: Изд. стандартов, 1990. — 812 с.

Институт прикладной геофизики
им. Е. К. Федорова Росгидромета,
г. Москва, Россия

Поступила в редакцию
16 мая 1996 г.

IONOSPHERIC E-REGION AND E-F VALLEY AS AN INDICATOR OF SOLAR RADIATION FLUXES IN 10-30 NM RANGE

A. A. Nusinov, L. A. Antonova, V. V. Kat'yushina

For estimating the solar radiation flux by the indirect route within the spectrum region from 10 to 30 nm which is difficult for direct measurements, we suggest to use the data on the electron concentration in the E-region maximum and E-F valley. Taken from empirical models, the data on these parameters were correlated with theoretical calculations. Within the region from 10 to 30 nm, the solar radiation flux was shown to be 2.5 times greater than that obtained in measurements onboard the "AE-E" satellite. The results are used for correcting the model spectra of the extreme UV radiation.

СТОХАСТИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС И ВЫДЕЛЕНИЕ 25-СУТОЧНОЙ ПЕРИОДИЧНОСТИ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

M. M. Алибегов

Предлагается новый метод выделения периодических сигналов из шумового окружения с использованием эффекта стохастического резонанса. Метод использовался для анализа периодических компонент в рядах солнечных данных.

В работе предлагается рассматривать ряды солнечных данных как нестационарные гауссовые процессы вида:

$$g(x, t) = [2\pi\sigma^2(t)]^{-1/2} \exp\{-[x - x_0(t)]^2/[2\sigma^2(t)]\}, \quad (1)$$

в котором полезный сигнал с информацией о физических процессах содержится в среднем значении $x_0(t)$ и/или в стандартном отклонении $\sigma(t)$. Такая модель позволяет использовать эффект стохастического резонанса (СР) для поиска в этих рядах периодических компонент. СР можно определить как усиление периодического сигнала вследствие наложения на него достаточно сильных шумовых флуктуаций. Последние исследования показали хорошие возможности этого эффекта для решения широкого круга задач в самых различных областях [1].

Мы рассмотрели задачу выделения периодических сигналов из рядов, описываемых распределением (1). Показано, что с добавлением порога дискриминации S можно получить систему со СР на частотах сигнала и/или их гармониках. После введения порога, выделенный ряд локальных максимумов с амплитудами выше пороговых значений преобразовывался в последовательность точечных событий $\{t_j\}$, $j = 1, \dots, N$, которая содержала информацию о сигнале. Мерой этой информации служит отношение сигнал/шум (С/Ш) на выходе системы. О существовании СР свидетельствует наличие резонансной характеристики вида [1]:

$$\text{С/Ш} = K \cdot (\eta S/V)^2 \exp(-S/V), \quad (2)$$

где η — амплитуда входного сигнала, V — сила шума на входе системы, S — порог дискриминации, K — коэффициент, зависящий от конкретного вида параметра С/Ш. Выражение (2) показывает наличие максимума при оптимальном значении порога $S = S_m$. Вводя функцию

$$R(f) = N^{-1} \{ [\sum \cos(2\pi f t_j)]^2 + [\sum \sin(2\pi f t_j)]^2 \}, \quad (3)$$

называемую рэлеевским спектром, было показано следующее.

Если имеется поток точечных событий, интенсивность которого допускает разложение в ряд (в частности, ряд Фурье) вида:

$$m(t) = a_0/2 + \sum a_k \cos(2\pi f_k t + \varphi_k) = a_0/2[1 + \sum A_k \cos(2\pi f_k t + \varphi_k)], \quad (4)$$

то средний рэлеевский спектр $\langle R(f) \rangle$ для реализации рассматриваемого потока $\{t_j\}$, $j = 1, \dots, N$, длиной $\Delta t \approx t_N - t_1$, на частотах $f \gg \Delta t^{-1}$:

- имеет пики на частотах f_k ;
- амплитуды спектральных пиков — случайные величины со средними значениями $\langle R(f_k) \rangle = 1 + 0,25(N-1)A_k^2$, где $A_k = 2a_k/a_0$;
- ширина среднего спектрального пика $\Delta f_k \approx \Delta t^{-1}$;
- смещение фазы сигнала при отклонении частоты в пределах $\pm \Delta f_k$ от центра спектральных линий в первом приближении равно $\delta\varphi \approx -\pi \Delta t \cdot \delta f$.

Постоянный член в разложении (4) можно понимать как интенсивность шума, а коэффициенты a_k — как амплитуды синусоидальных сигналов. Тогда для больших $N \gg 1$, $R(f_k) \approx (a_k/a_0)^2 N$ можно рассматривать как параметр С/Ш на выходе системы.

В системе, описываемой распределением (1) с порогом и содержащей периодический сигнал, всегда найдутся резонансные характеристики $R(f_k, S)$ вида (2) на частотах сигнала f_k при соответствующих резонансных порогах $S = S_{mk}$. Модельные расчеты показали, что резонансные (для $S = S_{mk}$) рэлеевские спектры преобразованных выходных последовательностей вблизи частот сигналов, включенных в средние значения распределения (1), аналогичны спектрам мощности быстрого преобразования Фурье (БПФ). С другой стороны, БПФ не замечает периодичностей, содержащихся в стандартном отклонении распределения (1), в то время как метод СР легко выделяет и этот тип сигнала.

Предлагаемый метод применялся для исследования периодичностей в рядах солнечных данных на интервале частот $\approx 400 - 550$ нГц (периоды $\approx 20 - 30$ суток). В работах [2, 3] анализировалась динамика потока солнечного рентгеновского излучения в диапазоне 1–8 Å и солнечного индекса F10.7 (1969–74 и 1986–92 гг.). Результаты показали присутствие в анализируемых рядах: (а) обычных периодов дифференциального вращения Солнца, обусловленных движением активных областей или комплексов активности по солнечному диску, и (б) менее очевидного 25-суточного периода. Как известно, некоторые исследователи придают последнему более фундаментальное значение, чем это принято в настоящие времена [4].

Автор надеется, что достоинства предлагаемого метода найдут ему применение не только в исследованиях солнечной активности.

Полностью работа опубликована в Письмах в Астрон. Журнал, № 8, 1996 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Wiesenfeld K., Moss F. // Nature, 1995. V. 373. P. 33.
2. Алибегов М. М. // Письма в Астрон. журнал, 1994. Т. 20. №. 5. С. 393.
3. Алибегов М. М., Катюшина В. В. // Изв. АН. сер.Физ., 1995. Т. 59. №. 8. С. 72.
4. Bai T. and Sturrock P. A. // Astrophys.J., 1990. V. 363. P. 299.

Институт прикладной геофизики
г. Москва, Россия

Поступила в редакцию
16 июня 1996 г.

**STOCHASTIC RESONANCE AND DETECTING THE 25-DAY
PERIODICITY IN SOLAR DATA**

M. M. Alibegov

Based on stochastic resonance, a new method for detecting periodic signals in a noisy environment is suggested. The method was applied to solar data periodicity analysis.

УДК 532.62.726

ВЫСОКОШИРОТНАЯ И ПОЛЯРНАЯ ГЕЛИОСФЕРА

И. С. Веселовский

Представлен краткий обзор новых сведений о трёхмерной структуре гелиосферы. Основной прогресс в последнее время был достигнут благодаря результатам прямых измерений плазмы и магнитных полей на КА Ulysses вне плоскости эклиптики на гелиоширотах до $\pm 80^\circ$. Полученные данные используются для разработки модельных представлений.

1. ВВЕДЕНИЕ

Структура гелиосферы заметно отличается от сферически симметричной и зависит от времени в широком диапазоне пространственно-временных масштабов от многих астрономических единиц и десятков лет до характерных динамических плазменных неоднородностей, описываемых на основе макроскопических МГД и кинетических уравнений.

Данный обзор имеет целью краткое описание некоторых новых сведений о трёхмерной структуре гелиосферы. Основное внимание уделяется результатам первых непосредственных измерений плазмы и магнитных полей в высоколатитудной и полярной гелиосфере, полученных в период спада и минимума солнечного цикла (1994–1995 гг.) на КА Ulysses.

2. ПРЯМЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ В ВЫСОКОШИРОТНОЙ И ПОЛЯРНОЙ ГЕЛИОСФЕРЕ

Ключевой высоколатитудной миссией является КА Ulysses, впервые выполнивший уникальные прямые измерения вне плоскости эклиптики в диапазоне гелиоширот до $\pm 80^\circ$ в годы солнечного минимума (1994–1995). Миссия продолжается, и повторный пролёт над обоими полюсами произойдёт в 2000–2001 гг. в максимуме предстоящего двадцать третьего солнечного цикла. Основные результаты, относящиеся к высоколатитудной гелиосфере и пролёту над южным полюсом, опубликованы в текущей литературе и двух специальных выпусках журналов: Space Sci. Rev. 1995. V. 72. № 1-2. P. 1-472; Science. 1995. V. 268. № 5213. P. 1005-1035.

Подробное описание используемой аппаратуры содержится в журнале *Astronomy and Astrophysics. Supplement Series*. 1992. V. 92. P. 1-140.

Обширная библиография, относящаяся к миссии Ulysses, собрана Р. Марденом в бюллетене *International Heliospheric Study. Newsletter* 9. August 1995. P. 27-43.

Некоторые результаты измерений параметров солнечного ветра и магнитного поля на КА Ulysses на меридиональном разрезе гелиосферы в 1992–1995 гг. приведены в таблице.

Параметры гелиосферной плазмы на высоких и низких широтах
(приведены к 1 а.е.)

Название параметра	Обозначение	Единицы измерения	Экватор	Полюс
Плотность числа частиц	n	см^{-3}	5–8	2–3
Скорость	v	$\text{км}/\text{с}$	400–450	750–800
Плотность потока	nv	$10^8 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$	3	2,2
Динамическое давление	$m_p nv^2/2$	$10^{-8} \text{ г}/\text{см}\cdot\text{с}^2$	1,1	1,4
Плотность потока кинетической энергии	$m_p nv^3/2$	$\text{г}/\text{с}^3$	0,5	1,1
Радиальное магнитное поле	B_R	nT	2,5	2,5
Отношение газового давления к магнитному	$\beta = \frac{8\pi p}{B^2}$		< 2	2,7

Их можно суммировать в основных чертах следующим образом:

1) Плотность солнечного ветра в полярных корональных дырах, пересчитанная на расстояние 1 а.е., близка к $2\text{--}3 \text{ см}^{-3}$, то есть приблизительно втрое ниже средних значений около экватора. Имеются отличия в ионном составе быстрого и медленного солнечного ветра.

2) Скорость солнечного ветра в плазменном слое вблизи гелиосферного токового слоя составляет около 400–450 км/с, а в полярных корональных дырах в 1,5–2 раза выше.

3) Средняя плотность потока протонов в солнечном ветре в пересчёте на 1 а.е. убывает с ростом гелиошироты, $nv \approx (3\text{--}2,2) \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Средняя плотность потока импульса практически не зависит от гелиошироты, что приводит к приблизительному постоянству величины динамического давления на данном гелиоцентрическом расстоянии, приведённом к 1 а.е.: $(\rho v^2)/2 = (1,4\text{--}1,1) \cdot 10^{-8} \text{ г}\cdot\text{см}^{-1}\text{с}^{-2}$. Средняя плотность потока кинетической энергии солнечного ветра в пересчёте на 1 а.е. несколько увеличивается с гелиоширотой, будучи заключена в пределах $0,5\text{--}1,1 \text{ г}/\text{с}^3$. Эти данные в целом соответствуют тому, что было известно о свойствах солнечного ветра и существенно их дополняют.

4) Как и ожидалось заранее, амплитуда изменений скорости и плотности в коротирующих потоках достигает наибольших значений в неко-

торой промежуточной области гелиоширот, которая оказалась приходящейся на $13^\circ - 35^\circ$.

5) Несколько новым и даже неожиданным для многих исследователей оказался факт, получивший название так называемого "отсутствия магнитных полюсов у Солнца". Дело в том, что радиальная составляющая среднего магнитного поля над северной и южной полярной шапкой Солнца, как известно, имеет противоположные направления. Для данного цикла это поле направлено к Солнцу в южном полушарии и от Солнца в северном полушарии. Однако измеренная на КА Ulysses абсолютная величина радиальной составляющей, приведённая к одному гелиоцентрическому расстоянию, практически постоянна и не зависит от гелиошироты. Именно этот факт и выражается не вполне точными словами, когда говорят об "отсутствии магнитных полюсов", поскольку для дипольного поля приведённая к одному расстоянию величина поля на экваторе вдвое меньше, чем на полюсе, а для некоторых теоретических моделей последних лет, на которые ориентировались авторы измерений при их интерпретации, такое различие было бы даже ещё более сильно выраженным [1-3].

Такие модели не были вполне обоснованными в теоретическом плане и оказались недостаточно точными и адекватными, так же как и представления, основанные на аналогии с полем точечного диполя в вакууме. Результаты, полученные на КА Ulysses, послужили важной отправной точкой для разработки простой аналитической модели, описывающей основные характеристики глобального поля Солнца и гелиосферы в области формирования солнечного ветра в годы низкой солнечной активности, о чём будет сказано несколько подробнее ниже. Здесь лишь отметим, что в основных чертах такая модель обсуждалась в литературе ещё задолго до выполнения измерений на КА Ulysses, однако авторы измерений обратились к сопоставлению лишь с некоторыми работами [2, 3], в которых содержались в целом недостаточно обоснованные и оказавшиеся неверными заключения об ожидаемом росте гелиосферного поля при удалении КА от плоскости эклиптики. В итоге правильнее говорить не об отсутствии магнитных полюсов у Солнца, а о его недипольном характере вследствие протекания электрических токов в гелиосфере. Аналогия с полем точечного диполя имеет весьма ограниченную область применения.

6) КА Ulysses при своём движении от плоскости эклиптики много-кратно пересекал секторную границу межпланетного поля, пока летом 1993 г. он окончательно не вышел в южную полярную корональную дыру, находясь при этом на широте 35°S и удалении около 4,5 а.е. от Солнца. В последующем аппарат продолжал приближаться к Солнцу, оставаясь в области южной корональной дыры до начала 1995 г. В это время аппарат совершил быстрый меридиональный разрез гелиосферы, проходя область $\pm 80^\circ$ приблизительно за год на минимальном расстоянии около 1,3 а.е. Было обнаружено, что секторная граница и потоки медленного

солнечного ветра располагались в начале 1995 г. в зоне $\pm 20^\circ$ относительно гелиоэкватора. Эта зона была пересечена в феврале–марте 1995 г., после чего аппарат окончательно вышел в северную корональную дыру, прошёл над северными полярными участками в июне–сентябре 1995 г. и продолжает удаляться от Солнца, оставаясь внутри северной корональной дыры. Пересечение плоскости эклиптики состоится вблизи афелия у орбиты Юпитера в апреле 1998 г., а затем после повторного пролёта через южную часть гелиосферы аппарат пересечёт эклиптику в перигелии на расстоянии около 1,3 а.е. в мае 2001 года, то есть вблизи солнечного максимума, когда ожидаемая структура гелиосферы будет более сложной и динамичной.

Измеренное положение секторных границ в общем соответствует априорным ожиданиям для данной фазы солнечного цикла, хотя имеются некоторые отклонения в деталях, которые сейчас исследуются.

Распределение измеренных углов спирального поля в южной корональной дыре на гелиошироте более $30^\circ S$ оказалось сильно асимметричным относительно наиболее вероятного направления: доминирует вероятность наблюдения менее закрученной спирали. Высказывается предположение о происхождении данного явления, связанном с сильными долгопериодическими альфеновскими волнами, распространяющимися вдоль радиуса. Меридиональный угол поля отклонен к экватору на несколько градусов, что может быть обусловлено небольшой нерадиальностью течения в коротирующих потоках солнечного ветра [1].

7) Температура солнечного ветра в среднем несколько растёт с гелиоширотой.

8) Температура, скорость и относительное содержание гелия неплохо коррелируют между собой и в целом антикоррелируют с плотностью.

9) Наиболее сильные неоднородности плотности, скорости (как по величине, так и по направлению), температуры и состава плазмы при быстром пролёте в 1994–1995 гг. от южного полюса к северному наблюдались в широтной зоне $\pm 20^\circ$ относительно экватора.

10) Скорость движения корональных транзиентов в высокоширотной гелиосфере мало отличается от скорости фоновой плазмы.

11) Как и ожидалось, количество альфеновских разрывов в гелиосфере над полярными корональными дырами больше, чем над экваториальными участками Солнца.

12) Отношение газового давления к магнитному и содержание гелия в высокоширотных потоках сильно варьируют на масштабах, которые предположительно могут быть связаны с полярными щёточками и супергрануляцией на Солнце.

13) Средняя скорость корональных выбросов массы в гелиосфере на всех гелиоширотах в целом мало отличается от местной скорости солнечного ветра.

Среднее измеренное значение параметра $\beta \simeq 2,7$ в солнечном ветре над южной полярной корональной дырой оказалось несколько выше по сравнению с типичными значениями (≤ 2) на орбите Земли, в основном, вследствие более быстрого убывания магнитного поля с гелиоцентрическим расстоянием в полярных участках гелиосферы. Обнаружены два типа более мелкомасштабных уплотнений плазмы, один из которых обусловлен сжатием (и разогревом) в разноскоростных потоках, а другой представляет структуры, находящиеся в балансе по давлению с участками повышенного магнитного поля. Структуры первого типа, в отличие от хорошо известных коротирующих потоков вблизи экваториальной плоскости, не являются рекуррентными, а скорее обусловлены нестационарными вариациями скорости с временными масштабами менее одного оборота Солнца в источнике на Солнце на участке кэррингтоновских долгот $0-120^\circ$. Структуры второго типа с характерной длительностью около половины суток могли бы по своему масштабу служить продолжением полярных щёточек. Однако авторы наблюдений пока воздерживаются от такой интерпретации в связи с тем, что внутри этих структур отсутствовали ожидавшиеся понижения скорости.

Неоднородности скорости с амплитудой ~ 40 км/с и средней полушириной около 0,4 суток наблюдались каждые 2–3 дня на широтах выше 60° (“микропотоки” [4]). Статистика наблюдения таких структур и их ширина не зависят от гелиошироты. Для таких неоднородностей характерна корреляция между скоростью, температурой и содержанием гелия. Отождествить их происхождение с какими-либо корональными неоднородностями типа полярных щёточек или струй также пока не удалось.

3. НЕОДНОРОДНАЯ СТРУКТУРА ГЕЛИОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

Новые данные, полученные на КА Ulysses, по-видимому, в целом не противоречат другим ранее установленным фактам относительно крупномасштабной структуры внутренней гелиосферы [5].

Во-первых, подтверждается вывод о существовании двух различных режимов в солнечном ветре: наблюдаются быстрые потоки со скоростью до 800 км/с и медленные потоки со скоростью 450 км/с. Физическое различие этих режимов состоит в том, что в быстрых потоках преобладает кинетическая энергия движения $E_k = \frac{m_p n v^2}{2}$, а в медленных — потенциальная энергия $E_g = \frac{n M_\odot m_p G}{r_\odot}$ плазмы в поле тяжести Солнца. Отношение этих величин — соответствующий безразмерный параметр, который есть число Фруда, равен $F_r = \frac{E_k}{E_g}$. Для быстрых потоков $F_r > 1$, для медленных — $F_r < 1$ с относительным запасом 1,5–2 в обоих случаях, поскольку скорость убегания с поверхности Солнца $v_g \approx 618$ км/с. В этом

смысле быстрые потоки можно назвать "легким" ветром, а медленные потоки — "тяжелым" ветром, подчеркнув различную относительную роль силы тяжести в обоих случаях.

Во-вторых, плотность потока полной энергии $v(E_k + E_g) \approx 1,5 \text{ г/с}^3$ и поток импульса (удвоенное кинетическое давление) $n m_p v^2 \approx 2,8 \cdot 10^{-8} \text{ г/см}\cdot\text{с}^2$ с некоторой степенью точности оказываются одинаковыми в "лёгком" и "тяжёлом" солнечном ветре. Такая "инвариантность" плотности потока полной энергии и импульса квазистационарных потоков солнечного ветра была подмечена исследователями довольно давно, однако она не находила удовлетворительного физического объяснения до выполнения внеэклптических измерений на КА Ulysses. После таких измерений становится ясно, что указанная "инвариантность" является действительно глобальным свойством и, по всей видимости, объясняется тем, что поток полной энергии и импульса в области формирования квазистационарного солнечного ветра также с определённой степенью точности неплохо описывается сферически симметричным распределением. В отличие от этого, отклонения от сферической симметрии в потоке вещества, его плотности, скорости и температуре выражены весьма заметно как в источнике, так и в сформировавшемся солнечном ветре.

Магнитное поле в сверхзвуковом трансальфвеновском солнечном ветре на расстояниях $(5-20)R_\odot$ служит одним из важных "управляющих" параметров, даже если не учитывать его роли, связанной с ускорением и выталкиванием плазмы из короны, а также многочисленные нестационарные явления. Аналитические и численные результаты моделирования показывают довольно сильную зависимость параметров неоднородности квазистационарного потока на внешней свободной границе от задаваемых внутренних граничных условий, что позволяет говорить о существовании здесь своеобразного усилителя широтных и долготных неоднородностей скорости [6].

Нелокальный характер взаимодействия плазмы с магнитным полем в трансзвуковом доальфвеновском солнечном ветре на расстояниях $(1-8)R_\odot$ был продемонстрирован при определённых предположениях с использованием трёхмерного численного расчёта [7]: распределение магнитного поля на исходной поверхности может быть подобрано таким образом, что высокоскоростные потоки получаются над участками с открытой геометрией поля в короне. Однако при других граничных условиях на магнитное поле они получаются и над замкнутыми областями.

Относительная малость нерадиальных компонент скорости и приблизительное постоянство $B(\theta) \approx \text{const}$ с определённой степенью точности свидетельствуют в пользу приближённого равенства $p(\theta) \approx \text{const}$, поскольку эти величины связаны уравнениями движения. Поэтому можно ожидать существование крупномасштабных структур, вытянутых в радиальном направлении, в которых выполняется условие поперечного баланса

давлений, а пространственные вариации плотности антакоррелируют с вариациями температуры. Плазменный параметр $\beta(\theta)$ при этом должен быть также почти постоянным. О наблюдении подобных структур на КА Ulysses пока не сообщалось. Такие структуры могут быть обнаружены при осреднении полученных данных за промежутки времени более 2–4 суток (пролётное время).

На масштабах времени $\sim O(1\text{--}10\text{ час})$ наблюдаются разнообразные нестационарные структуры: 1) сильные альфеновские волны; 2) конвективные неоднородности, в которых выполняется баланс магнитного и газового давления; 3) волны сжатия, вызванные взаимодействием разноскоростных потоков [8].

Квазистационарные коротирующие структуры, возникающие при взаимодействии разноскоростных потоков из вращающегося источника, образуют довольно сложную трёхмерную картину неоднородностей в гелиосфере. Основными элементами этой картины являются конические спирали с углом закручивания, обратно пропорциональным скорости солнечного ветра. Взаимодействие разноскоростных потоков приводит к появлению областей сжатия и разрежения, а также к значительным нерадиальным компонентам скорости. Если разность скоростей потоков заметно превосходит скорость магнитного звука, то возникают прямая и обратная ударные волны, окаймляющие области взаимодействия потоков. Форма поверхности этих разрывов может быть локально аппроксимирована параболическим цилиндром с осью вдоль касательной к соответствующей конической спирали. Протяжённость этих поверхностей по широте тем больше, чем больше сила соответствующих ударных волн, и определяется разностью скоростей потоков и геометрическими факторами, которые устанавливаются из рассмотрения модели наклонного роторатора и связанны с гелиографическими и гелиомагнитными координатами. Измерения на КА Ulysses в целом подтверждают эти представления о трёхмерной коротирующей структуре.

Магнитные дыры, то есть участки с пониженным значением магнитного поля, заполненные ленгмюровскими волнами, гораздо чаще наблюдаются на высоких широтах, чем вблизи плоскости эклиптики [9]. С другой стороны, радиовсплески III типа на частотах ниже 1 МГц наблюдались на КА Ulysses гораздо чаще вблизи плоскости эклиптики, где их частота опускалась до местной плазменной частоты, когда возбуждающие их энергичные электроны, движущиеся от Солнца вдоль магнитных линий, достигали аппарата. На широтах более 40° подобные события не были обнаружены [10].

4. КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ И НЕЙТРАЛЬНЫЙ ГАЗ

Внутренняя гелиосфера заполнена ядрами, электронами галактиче-

ских космических лучей и аномальной ядерной составляющей. Непрерывная 26-дневная модуляция этих потоков наблюдалась на КА Ulysses на всех гелиоширотах вплоть до 80° , хотя там она и заметно ослабляется. Средняя интенсивность за вычетом этой модуляции лишь слабо растёт от экватора к полюсу, увеличиваясь не более чем на 50% [11].

Потоки протонов, альфа-частиц и электронов с энергиями от долей до единиц МэВ генерируются на коротирующих и распространяющихся от Солнца ударных волнах в гелиосфере, что подтверждается наблюдениями их величины и анизотропии [12] как на самих ударных волнах, так и вдали от них.

На фронтах ударных волн происходит ускорение также вновь рожденных захваченных ионов межзвездного происхождения [13].

Перезарядка и фотоионизация нейтрального межзвездного газа в гелиосфере приводит к ряду интересных физических явлений. На КА Ulysses впервые выполнены непосредственные измерения параметров нейтральной составляющей межпланетного газа, в целом подтверждающие и уточняющие прежние сведения, полученные косвенными способами, в основном, по наблюдениям резонансного рассеяния солнечного излучения на нейтральных атомах водорода и гелия. Кроме того, также были зафиксированы вновь рождающиеся ионы, которые затем ускоряются солнечным ветром. Особенно интересны наблюдения таких ускоренных ионов вблизи коротирующих ударных волн. Так, например, функция распределения протонов вблизи коротирующих ударных волн испытывает характерные резкие изменения при значениях скорости, близких к средней скорости солнечного ветра, что удается интерпретировать как проявление процессов ускорения на фронте ударной волны. Получены доказательства ощутимого обратного динамического воздействия ускоренных ионов на структуру ударной волны.

Оценки показывают, что такие ионы вносят заметный вклад в давление. При измеренной концентрации ускоренных протонов, $\sim 5 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-3}$, и альфа-частиц, $\sim 7 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-3}$, и их характерной хаотической скорости в быстром солнечном ветре $\sim 700 \text{ км/с}$ соответствующее давление составляет $\sim 1,5 \cdot 10^{-12} \text{ г/см} \cdot \text{с}^2$, то есть сравнимо с магнитным давлением на расстоянии около 5 а.е.

5. МОДЕЛЬ МАГНИТНОЙ КОНФИГУРАЦИИ ВО ВНУТРЕННЕЙ ГЕЛИОСФЕРЕ

Измерения магнитного поля на КА Ulysses показали отсутствие сколько-нибудь заметной гелиоширотной зависимости радиальной составляющей магнитного поля, что можно однозначно связать с отсутствием заметных объемных гелиосферных электрических токов меридионального и азимутального направления. Этот наблюдательный факт дал основание для

построения простой аналитической модели глобальной магнитной конфигурации протяжённой солнечной короны в области формирования солнечного ветра во внутренней гелиосфере в годы солнечного минимума. Такая конфигурация образуется суперпозицией двух источников: точечного диполя и перпендикулярного ему тонкого кольцевого токового слоя в экваториальной плоскости с плотностью поверхностного тока $j_\varphi \sim r^{-3}$. Линии поля в такой модели описываются уравнением

$$\rho = \sin^2 \theta \cdot (C - 2|\cos \theta|)^{-1},$$

где $\rho = r/a$, $a = \frac{2\mu}{\Phi}$, $\Phi = B_0 r_0^2$, $|B_0| = \frac{2\pi r_0}{c} |j_\varphi|$ — скачок магнитного поля на поверхности токового слоя, μ — магнитный дипольный момент Солнца, C — произвольная постоянная, r — гелиоцентрическое расстояние, θ — полярный угол. Модель асимптотически правильно воспроизводит геометрию поля с открытыми ($C > 0$) и замкнутыми ($C < 0$) линиями как вблизи Солнца, так и на больших расстояниях от него в пределах внутренней гелиосферы.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

До выполнения прямых плаэменных и магнитных измерений в полярной и высокоширотной гелиосфере на КА *Ulysses* имелись некоторые косвенные данные о её структуре в этих участках, основанные на оптических и радиоастрономических наблюдениях, а также на изучении кометных хвостов и процессов распространения галактических, гелиосферных и солнечных энергичных заряженных частиц.

Так например, было известно, что самая крупномасштабная структура солнечного ветра и межпланетного магнитного поля тесно связана со строением короны и полей на Солнце и организована определённым образом относительно положения гелиосферного токового слоя, причём вблизи токового слоя существуют потоки относительно медленного холодного солнечного ветра, а вдали от него преобладают высокоскоростные горячие потоки с низкой плотностью и высоким уровнем альфеновских неоднородностей из корональных дыр. Было также ясно, что отклонения от аксиальной симметрии в гелиосфере являются сильными не только в гелиографической, но и в гелиомагнитной системе координат, связанной с положением мгновенного дипольного момента Солнца. Поскольку величина и ориентация магнитного диполя Солнца меняются известным образом вместе с остальным мультипольным составом магнитного поля в ходе 22-летнего цикла, структура гелиосферы в целом также претерпевает изменения, которые можно считать известными, но лишь в очень грубых чертах.

После выполнения первых прямых измерений в высокоширотных и полярных участках гелиосферы было получено веское подкрепление имевшихся представлений о трёхмерной структуре плазменных и магнитных неоднородностей [14]. На основе этой новой научной информации в настоящее время успешно развиваются более совершенные теоретические модели гелиосферы и проясняются вопросы, связанные с происхождением и эволюцией солнечного ветра и его неоднородностей.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда фундаментальных исследований (грант 95-02-06074а).

ЛИТЕРАТУРА

1. Forsyth R. A., Balogh A., Smith E. J., Erdos G., and McComas D. J. // *J. Geophys. Res.* 1996. V. 101. № 1. P. 395.
2. Zhao X. and Hoeksema J. T. // *Space Sci. Rev.* 1995. V. 72. № 1-2. P. 189.
3. Whang Y. M. // *Space Sci. Rev.* 1995. V. 72. № 1-2. P. 193.
4. Neugebauer M., Goldstein B. E., McComas D. J., Suess S. T., and Balogh A. // *J. Geophys. Res.* 1995. V. 100. № 12. P. 23389.
5. Schwenn R. — In: *Physics of the inner heliosphere* /Eds. R. Schwenn, E. Marsch. — Berlin: Springer-Verlag, 1990. V. 1. P. 99.
6. Pisanko Yu. V. // *Adv. Space Res.* 1996. V. 17. № 3. P. 3(61).
7. Pisanko Yu. V. — In: *Solar-terrestrial energy program. The initial results from STEP facilities and theory campaigns* /Eds. D. N. Baker, V. O. Papitashvili, M. J. Teague. COSPAR Colloquia Series. — Pergamon Press. 1994. V. 5. P. 791.
8. Phillips J. L., Bame S. J., Feldman W. C. et al. // *Science*. 1995. V. 268. № 5213. P. 1030.
9. Balogh A., Smith E. J., Tsurutani B. T. et al. // *Science*. 1995. V. 5213. P. 1007..
10. Stone R. G., MacDowall R. J., Fainberg J. et al. // *Science*. 1995. V. 268. № 5213. P. 1026.
11. Simpson J. A., Anglin J. D., Bothmer V. et al. // *Science*. 1995. V. 268. № 5213. P. 1019.
12. Keppler E., Franz M., Korth A. et al. // *Science*. 1995. V. 168. № 5213. P. 1013.
13. Gloekler G., Roelof E. C., Ogilvie K. W., and Berdichevsky D. B. // *Space Sci. Rev.* 1995. V. 72. № 1-2. P. 321.
14. Smith E. J., Marsden R. G., and Page D. E. // *Science*. 1995. V. 268. № 5213. P. 1005.

HIGH-LATITUDE AND POLAR HELIOSPHERE

I. S. Veselovsky

A short review is presented of the recent studies concerning three-dimensional struture of the heliosphere. The main progress is due to to first direct plasma and magnetic field measurements by the Ulysses spacecraft outside the ecliptic plane at heliolatitudes of ± 80 degrees. New data are used for the development of the theoretical models.

УДК 523.947

**ТРЁХМЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КОРОНЫ
НА РАЗЛИЧНЫХ ФАЗАХ СОЛНЕЧНОГО
МАГНИТНОГО ЦИКЛА.
ПЕРИОД: 1870 – 1991 гг.**

B. И. Макаров, А. Г. Тлатов, М. П. Фатьянов

Выполнено 3-мерное моделирование короны на основе распределения магнитного поля на Н-альфа магнитных картах для эпох солнечных затмений вблизи переполюсовки полярного магнитного поля Солнца. Анализ затменных снимков короны и результатов моделирования структуры короны показал, что:

1. Вблизи эпохи переполюсовки кроме глобального нейтрального слоя наблюдается высокосиротный нейтральный слой.
2. Наблюданная структура корональных лучей появляется в результате проекции на картишную плоскость складок гофрированного нейтрального слоя, а не является особой структурой силовых линий магнитного поля.

1. ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что в период максимума солнечной активности в течение полутора – двух лет наблюдается процесс смены знака общего магнитного поля Солнца, который проявляется во всех слоях его атмосферы. Изучение динамики этого процесса методом дрейфа магнитных нейтральных линий позволяет проводить моделирование структуры короны на основе данных топологии магнитного поля на уровне фотосфера.

Цель данной работы состоит в изучении проявления процесса смены знака общего магнитного поля Солнца в солнечной короне (на расстояниях от 1 до 3-х радиусов Солнца) на основе нового метода 3-мерного моделирования конфигураций нейтрального гелиосферного магнитного слоя и сравнения его со структурой короны на затменных снимках.

2. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Основной наблюдательный материал составляют результаты наблюдений структуры солнечной короны во время полных солнечных затмений и данные наблюдений активных процессов в фотосфере и в хромосфере за один оборот до и после затмения Солнца. В настоящее время эти данные собраны в форме Н-альфа магнитных карт за время с 1890 по 1996 год.

1) Структура солнечной короны для 70 затмений с 1870 по 1991 год опубликована в работах [1–4]. Поскольку в течение цикла эпоха переполюсовки занимает от 1 до 3 лет, мы включили в рассмотрение все затмения этого периода и исследовали структуру короны в зависимости от длительности ветви подъёма данного цикла. В итоге были отобраны снимки структуры короны для 19 затмений за 10 циклов активности Солнца.

2) Для каждого затмения были построены магнитные Н-альфа карты по данным за 1–2 оборота до затмения. Очевидно, что в течение 120 лет исходный материал наблюдений хромосферы был далеко не однородным, поэтому мы проводили тестирование методик создания Н-альфа карт на основе данных многих обсерваторий.

3. МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ

Для расчёта коронального магнитного поля были составлены компьютерные программы, работающие в итерационном режиме и позволяющие получить рассчитанную конфигурацию корональных полей в рамках выбранной модели коронального магнитного поля. Проведение расчёта состояло из нескольких этапов.

а) Определение средней широты пояса волокон или магнитных нейтральных линий. Этот метод был неоднократно описан в работах авторов [5–7].

б) Представление данных о топологии поверхностного магнитного поля Солнца на основе Н-альфа магнитных карт.

в) Разложение магнитного поля на гармонические составляющие.

г) Восстановление вектора магнитного поля в солнечной короне и получение картины лучевых структур.

Расчёт значений компонент (G_n^m и H_n^m) был проведён по итерационному методу, основанному на взаимной ортогональности сферических функций. Этот метод был предложен и описан в работе [10]. Моделирование конфигураций магнитного поля в короне заключалось в расчёте компонент вектора \mathbf{B} (B_r , B_θ и B_φ) в гелиографической системе координат (r, θ, φ) с выводом результатов на дисплей в виде трёхмерной модели гелиосферного нейтрального слоя. Такой способ расчёта поля ранее был применён в работе [9] для 3-мерного моделирования корональных лучей на плоскости глобального диполя. Технически такой способ сводится к вычислению вектора \mathbf{B} в дискретных точках при последовательном сканировании по угловым гелиографическим координатам для каждого шарового слоя радиуса r с шагом $0,2R_\odot$. В этом случае для всех точек в короне, где $B_r = 0$, вычисляются эквирадиальные координаты X, Y пикселя с учётом поворота луча зрения “наблюдателя” относительно гелиографической кэррингтоновской сетки с увеличением интенсивности свечения этого пикселя.

Конкретный вид уравнений расчёта вектора магнитного поля зависит от выбранной модели коронального поля. По мнению авторов, более приемлемой моделью для расчётов в приполярной зоне является модель, учитывающая конечную величину проводимости корональной плазмы. Одна из таких моделей была предложена в работе [10]. В этой модели получены общие аналитические решения для компонент B_r , B_θ и B_φ магнитного поля через гармонические составляющие G_n^m , H_n^m и функцию $F(r) = R_{em}Q(r)$. Эти решения записываются в виде

$$\begin{aligned} B_r &= \sum \sum C_1 / r^2 \exp [\int -(n+1)n/(R_{em}) dr] Y_n^m, \\ B_\theta &= \sum \sum C_1 / [r^2 F(r)] \left[e^{\int -(n+1)n/[F(r)r^2] dr} \right] \frac{\partial Y_n^m}{\partial \theta}, \\ B_\varphi &= \sum \sum C_1 / [r^2 F(r) \sin(\theta)] \left[e^{\int -(n+1)n/[F(r)r^2] dr} \right] \frac{\partial Y_n^m}{\partial \varphi}. \end{aligned}$$

Расчёты проводились при аппроксимации функции $Q(r)$ степенной зависимостью

$$Q(r) = (a/r + b)^q, \text{ где } a = 1, b = 1, q = -0,2.$$

Значения числа R_{em} , имеющего смысл магнитного числа Рейнольдса, лежат в интервале от 4 до 7. При значениях R_{em} больше 7 расчёт даёт только прямые радиальные лучи, а для R_{em} меньше 4 имеет место случай потенциального магнитного поля.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1, 2 и 3 приведены примеры расчётов по моделированию магнитного поля некоторых затмений. В целом видно, что расчёт в виде гофрированного гелиослоя даёт более реальную картину лучей, чем традиционное построение силовых линий магнитного поля вокруг сферы типа модели "волосатый мяч". Тем не менее следует подчеркнуть, что полного совпадения структур расчётной и наблюдаемой короны не удается достигнуть ни для одного из затмений.

Картина расчёта складчатого гелиослоя оказывается очень критичной к углам разворота лучей и к небольшим изменениям величины поверхностного магнитного поля.

Отметим некоторые важные детали результатов расчётов.

а) Для затмения Солнца в 1926 г., которое наблюдалось незадолго до смены знака полярного магнитного поля, расчёт дал, кроме экваториального гелиослоя, ещё две дополнительные поверхности на высоких широтах Солнца (приполярный гелиослой). Эти высокоширотные образования

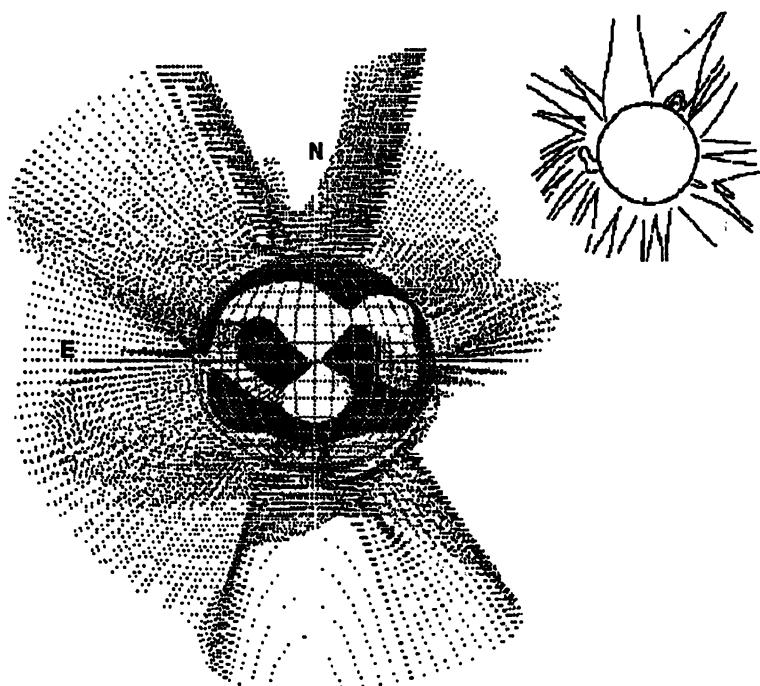


Рис. 1. Моделирование нейтрального гелиослоя на момент затмения Солнца 14.01.1926 г. (в центре). Солнечный цикл №.16 имел продолжительную фазу максимума активности. На фазе цикла $\Phi=0,53$ наблюдались в северном и южном полушариях высокоширотные поверхности нейтрального гелиослоя. Вверху справа — рисунок формы короны во время затмения.

вблизи обоих полюсов Солнца имеют вид конусов, в основании которых находятся приполярные пояса волокон (см. рис. 1).

б) Затмение 1936 г. имеет более тесно расположенные приполярные корональные лучи на южном полюсе (см. рис. 2).

в) Для эпохи после переполюсовки (ветвь спада активности Солнца) был проведён расчёт гелиослоя для затмения 3.11.1994 года. Результат приведён на рис. 3. Приполярный гелиослой в виде отдельной поверхности отсутствует на этой фазе цикла. На юго-западной части лимба согласно расчётам появилось активное образование, которое обусловлено складкой гелиослоя по лучу зрения. Этому образованию соответствует яркий узкий луч, который простирался в короне на несколько радиусов от края Солнца.

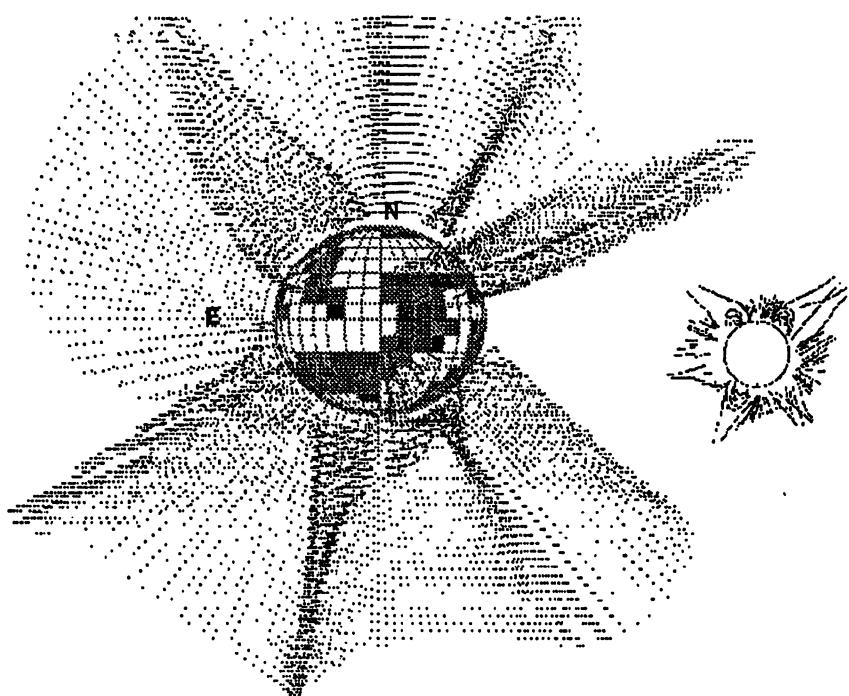


Рис. 2. Моделирование гелиослоя для затмения Солнца 18.06.1936. Кроме экваториального нейтрального гелиослоя хорошо виден высокоширотный гелиослой в северном и южном полушариях. В нечётном цикле активности №.17 лучи, образованные складками гелиослоя имеют малые отклонения от радиального направления. Справа — структура короны во время затмения.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для короны эпохи максимума получены более точные данные о конфигурации гелиослоя. Они позволяют утверждать, что вблизи эпохи смены знака полярного магнитного поля существует высокоширотный корональный нейтральный гелиослой, эволюционирующий независимо от экваториальных лучей. По итогам изучения данных за 10 циклов активности вид этого гелиослоя может быть отнесен к трём различным типам геометрии в зависимости от интенсивности и взаиморасположения корональных дыр.

Полученное в работе достаточно хорошее совпадение рассчитанного гелиослоя с общей формой короны подтверждает взгляд на природу корональных лучей, как на складки гофрированного нейтрального гелиослоя,

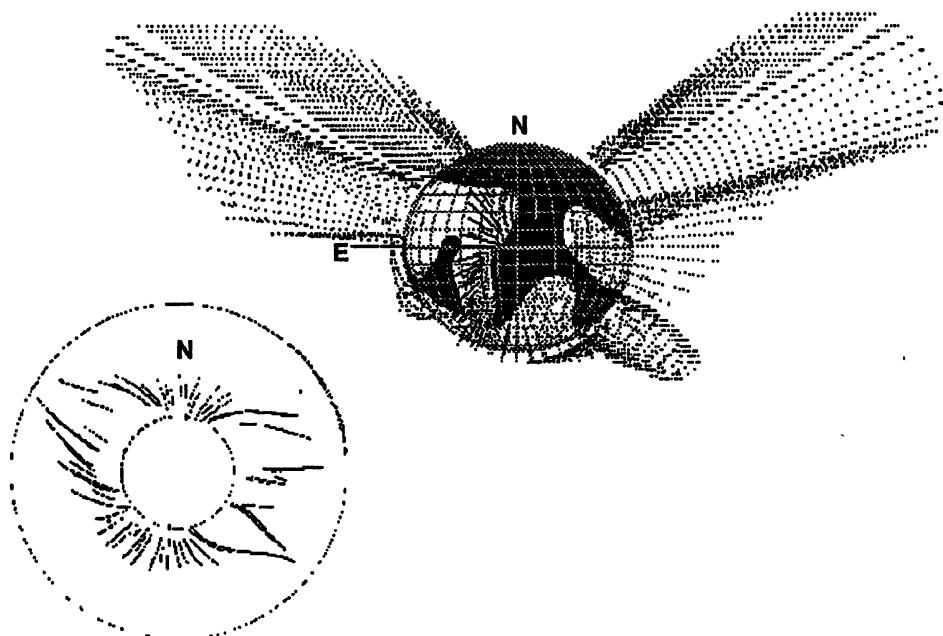


Рис. 3. Структура нейтрального низкоширотного гелиослоя для солнечного затмения 03.11.1994 г., которое имело место через 2 года после переполюсовки общего магнитного поля Солнца. Высокоширотный гелиослой на фазе спада активности отсутствует.

которые переналагаются одна на другую вдоль луча зрения внутри ближней гелиосферы. Результаты расчёта гелиослоя, выведенные на дисплей в виде трёхмерной поверхности, делают расчёт менее субъективным. При этом исключается произвольный выбор отдельных силовых линий магнитного поля, присущий традиционным способам отображения коронального магнитного поля в виде "волосатого мяча". В дальнейшем этот способ может быть с успехом применён для моделирования геометрии отдельных корональных лучей, наблюдаемых как во время затмений, так и на орбитальных станциях.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных исследований, Грант 96-02-16732, и Международного Научного Фонда, Грант ISF JB5100.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ranyard A. C. // Memoirs of Royal Astr. Soc., 1879. P. 41.
2. Ганский А. П. // Изв. Импер. Акад. наук, 1897. Т. 6. С. 256.
3. Несмиянович А. Т. — В кн.: Солнечная корона и корпукулярное излучение в космическое пространство. — Киев, 1965. С. 73.

4. Loucif M. L., Koutchmy S. // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 1989. V. 77. P. 45.
5. Макаров В. И., Фатъянов М. П. // Солн. данные, 1980. № 10. С. 96.
6. Макаров В. И., Фатъянов М. П. // Солн. данные, 1984. № 4. С. 84.
7. Makarov V. I., Fatianov M. P., Sivaraman L. R. // Solar Phys., 1983. V. 35. P. 215.
8. Svalgaard L., Duval T. L., Scherrer P. H. // Solar Phys., 1978. V. 58. P. 225.
9. Koutchmy S., Molodensky M. M. // Nature, 1992. V. 360. P. 717.
10. Тлатов А. Г. // Солн. данные, 1993. № 8. С. 76.

Горная астрономическая станция
ГАО РАН, г. Кисловодск, Россия

Поступила в редакцию
25 мая 1996 г.

**3D MODELLING OF THE SOLAR CORONA
IN DIFFERENT STAGES OF THE SOLAR ACTIVITY CYCLE.
PERIOD: 1870 – 1991 YEARS**

V. I. Makarov, A. G. Tlatov, M. P. Fatianov

3D modelling of the solar corona was carried out on the basis of magnetic field distribution on the H-alpha charts for the epoch of solar eclipses, that occur near the epoch of the polar magnetic field reversal. The analysis of the results of 3D modelling shows that:

1. During the epoch of the polar magnetic field reversal two the high-latitude coronal neutral sheets are observed besides the global neutral one.
2. The observed structure of coronal streamers appears due to the projection on the picture plane of the folds of goffered neutral sheets, but not due to peculiar configuration of the magnetic field lines.

УДК 523.98

КОРОНАЛЬНЫЕ ДЫРЫ С СЕДЛОВОЙ СТРУКТУРОЙ ПО ДАННЫМ НАБЛЮДЕНИЙ YOHKOH

Б. П. Филиппов, Н. С. Шилова

На некоторых изображениях Солнца в мягком рентгеновском излучении, полученных спутником *Yohkoh*, видны седловые структуры. В центре каждой такой структуры имеется небольшая корональная дыра с очертаниями в виде астроиды или креста. Корональные седла возникают в магнитной конфигурации с высокой степенью симметрии — квадрупольной. Сравнение с моделями показывает, что открытые линии в такой дыре не могут быть смоделированы с помощью поверхности источника.

Области пониженной рентгеновской эмиссии на снимках *Yohkoh* представляют собой участки поверхности Солнца, на которые не проектируются яркие петли — основные элементы корональной структуры. Петли, по-видимому, являются магнитными силовыми трубками, заполненными горячей корональной плазмой. Наиболее яркие трубы видны во внутренних частях активных областей, где поле сильнее. Петли обрамляют тёмные области — корональные дыры.

Корональные дыры принято ассоциировать с открытыми магнитными конфигурациями. Тёмные участки диска должны совпадать с геометрическим местом оснований открытых силовых линий.

Любопытной деталью, видимой на некоторых рентгенограммах, являются тёмные области, имеющие очертания в виде астроиды или креста. Они обрамлены эмиссионными петлями, которые в проекции на диск выглядят гиперболами, так что вся структура напоминает окрестность седловой особой точки. Эти седла отличаются от тех, что наблюдаются в хромосфере [1, 2]. Хромосферные седла — это плоские фигуры, рисующие сечение магнитного поля поверхностью хромосфера. Корональное седло — существенно трёхмерное образование, поскольку высота петель того же порядка, что и размеры структуры вдоль поверхности Солнца. Как мы увидим, корональные седла соответствуют иной магнитной конфигурации, нежели хромосферные.

Рентгенограммы *Yohkoh* начали публиковаться в *Solar-Geophysical Data (SGD)* с января 1993 г. До середины 1994 г. их качество было очень высоким и позволяло детально представить структуру магнитного поля в короне. В июне 1993 г. на кэррингтоновском обороте 1869 появилось сразу три прекрасно очерченные седловые структуры, расположенные в ряд вдоль экватора от 30° до 70° [3] (см. рис. 1). Во время следующего

оборота к ним прибавилось ещё седло на $\lambda = 15^\circ$. Эта, последняя, седловая корональная дыра была очень стабильной. Она пересекала центральный меридиан ещё 29 июля, 25 августа, 21 сентября.

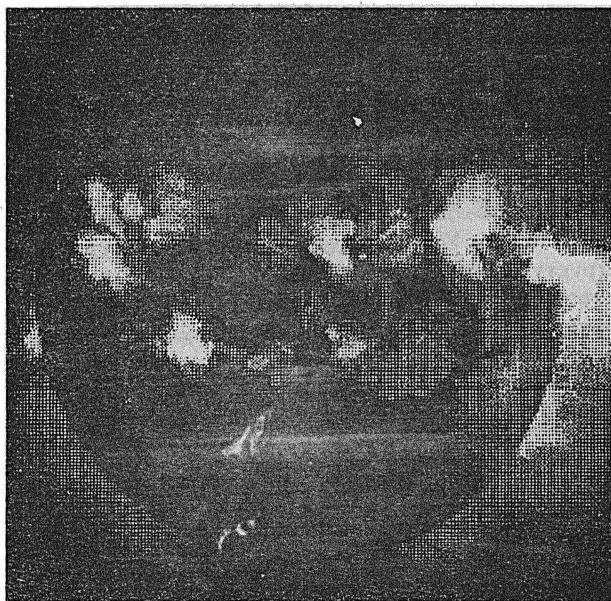


Рис. 1.

Сопоставление магнитограмм с картами фотосферных магнитных полей показывает, что все наблюдавшиеся седла располагаются в местах, где соприкасаются четыре примерно равных по величине униполярных области (см. рис. 2). Области одной полярности занимают диаметрально противоположные квадранты, так что конфигурация магнитного поля в седле имеет квадрупольный характер. Четыре тёмных луча, сепаратрисы седла, тянутся от его центральной части к центрам униполярных ячеек.

Если оставаться на точке зрения, что силовые трубки, замыкающиеся обоими концами на поверхность, способны удерживать горячую корональную плазму, а "открытые", то есть достигающие поверхности источника, не могут её удержать, то все тёмные элементы должны быть связаны с открытыми силовыми линиями. Однако для небольших участков существенно наличие или отсутствие над ними замкнутых петель, закрывающих всю тёмную область или её часть, даже при нахождении области вблизи центра диска. Две характеристики магнитного поля должны оказывать влияние на распределение яркости рентгеновского излучения (то есть плотности и температуры плазмы). Во-первых, геометрия поля: в открытых конфигурациях неизбежно сформируются корональные дыры. Во-вторых, минимальная величина поля на силовой линии: если поле в каком-либо месте трубки окажется настолько малым, что не способно

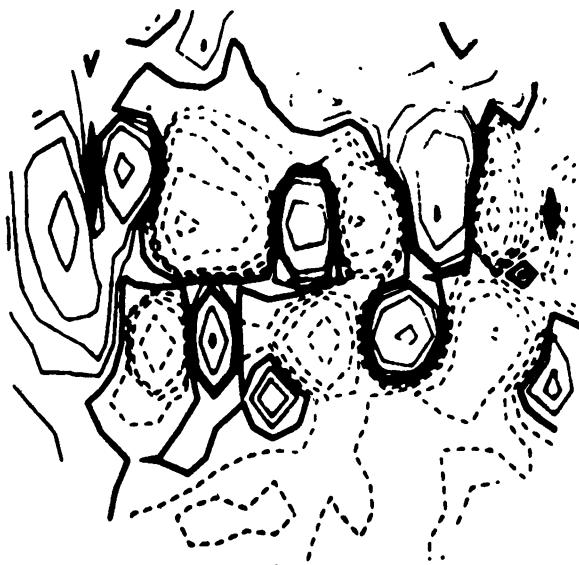


Рис. 2.

противостоять градиенту газового давления, то трубка, "закрытая" в потенциальном приближении, будет вытянута за поверхность источника и превратится в открытую.

В центре квадрупольной конфигурации имеется вертикальная нулевая особая линия, уходящая в бесконечность. На рис. 3а и 3б показаны замыкающиеся на фотосферу силовые линии четырёх точечных источников поля, находящихся в углах квадрата со стороной a . Тёмными на рисунках остаются области открытого поля. Поверхность источника располагается на высоте a для рис. 3а и 4а — для рис. 3б. Очевидно, что при сколь угодно низком положении поверхности источника вблизи этой нулевой линии имеются замкнутые петли. Тем не менее в центре такой квадрупольной конфигурации наблюдаются дыры.

В короне как источнике солнечного ветра предполагается отсутствие гидростатического равновесия, и она постоянно расширяется. Замкнутые магнитные структуры способствуют удержанию вещества, испытывая при этом деформации, которые более или менее удовлетворительно описываются заданием граничного условия на поверхности источника. Однако возможны случаи (и наша квадрупольная конфигурация относится к их числу), когда в поле существуют особые точки или даже линии, вблизи которых силовые линии в потенциальном приближении не открыты, но, ввиду слабости, поле не может удерживать плазму. Поле здесь будет искажаться гидродинамическим потоком, и это искажение нельзя учесть добавлением обычной поверхности источника. Непотенциальность поля будет

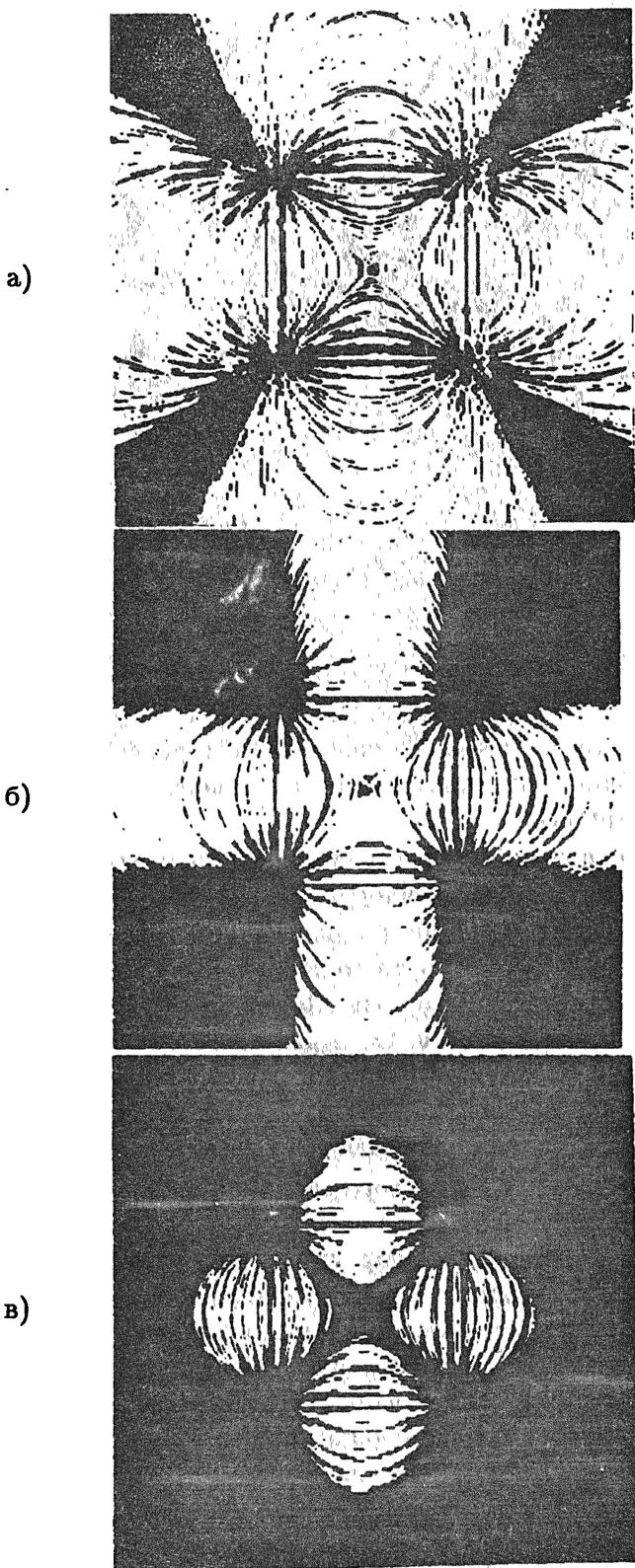


Рис. 3.

Б. П. Филиппов, Н. С. Шилова

проявляться и на малых высотах. Без полного МГД расчёта можно, по-видимому, лишь констатировать, что те петли, в которых поле где-либо на их протяжении становится меньше некоторой величины, не могут содержать плотной горячей плазмы, которая была бы видна в рентгеновской эмиссии. Форма тёмной части в квадрупольной конфигурации при этом допущении становится такой, как на рис. 3в. Она хорошо соответствует наблюдаемым корональным сёдлам.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 93-02-15112).

ЛИТЕРАТУРА

1. Молоденский М. М., Старкова Л. И., Филиппов Б. П. // Астрон. журн. 1990. Т. 67. С. 622.
2. Filippov B. P. // Astron. Astrophys. 1995. V. 303. P. 242.
3. Solar-Geophysical Data. 1993. № 587.

Институт земного магнетизма,
ионосферы и распространения
радиоволн РАН, г. Троицк,
Россия

Поступила в редакцию
25 мая 1996 г.

CORONAL HOLES WITH THE SADDLE STRUCTURE AS DEDUCED FROM THE YOHKOH OBSERVATIONS

B. P. Filippov, N. S. Shilova

Saddle structures are seen in some emages of the Sun in the soft X-rays obtained by Yohkoh mission. In the center of any such structure, there is a small coronal hole having the outlines of an astroid or a cross. The coronal saddles are arising in magnetic configurations with the high degree of symmetry — quadrupole. Comparison with the models shows that open field lines cannot be modeled using the source surface.

УДК 523.98

СВЯЗЬ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ДОПЛЕРОВСКОЙ СКОРОСТИ В СПОКОЙНЫХ СОЛНЕЧНЫХ ПРОТУБЕРАНЦАХ

B. Ю. Клепиков

Статистический анализ одновременных измерений магнитного поля и доплеровской скорости, полученных в 1983–87 гг. на магнитографе Никольского для 85 спокойных протуберанцев позволяет сделать предварительные выводы:

- Среднее по протуберанцу поле определяет динамическую активность протуберанца: чем больше поле, тем большие скорости наблюдаются в протуберанце.
- Поле меньше 20 Гс позволяет двигаться веществу с любой скоростью в пределах нескольких километров в секунду. Поле больше 25 Гс подавляет движение.
- Длина горизонтальной части потоковой трубки на полтора порядка превышает ее вертикальную часть. (Верхняя оценка).
- Горизонтальная составляющая вектора скорости в спокойных протуберанцах составляет небольшой (в пределах 10°) угол с линией осью волокна.
- Максимальная скорость в спокойных протуберанцах около 7 км/с.

1. ВВЕДЕНИЕ

Вопрос о взаимосвязи величин магнитного поля и доплеровской скорости, является традиционным для физики солнечных протуберанцев. В наблюдательном плане корректное разделение величин магнитного поля и доплеровской скорости представляет собой отдельную задачу, успешность решения которой зависит от типа магнитографа. На это было обращено внимание уже в первых измерениях магнитных полей протуберанцев [1].

При изучении взаимосвязи величин магнитного поля и доплеровской скорости можно использовать разные подходы. Наиболее очевиден поиск этой корреляции по измерениям в каждом конкретном протуберанце. Этим путем пошел Мэлвил [2], данные которого относятся к активным протуберанцам. В работах Башкирцева и Машнич [3] получена прямая корреляция поля и скорости для большинства из 18 исследованных протуберанцев.

В период с 1983 по 1989 г. на магнитографе Никольского [4] выполнялись одновременные измерения продольного магнитного поля и доплеровской скорости в протуберанцах. Ниже анализируются данные 85 спокойных протуберанцев, измерения в которых были сделаны в 251 точках. В

данном магнитографе "точка" соответствует восьми угловым секундам. Точность измерения магнитного поля составляет 1–3 Гс, доплеровской скорости — 0,7–1 км/с. Мы будем рассматривать модуль продольного магнитного поля (B_{\parallel}) и модуль доплеровской скорости (V_d), из которой исключена скорость вращения Солнца на данной широте. Полученные данные позволяют провести корреляционный анализ B_{\parallel} и V_d , а также оценить горизонтальную составляющую вектора скорости.

2. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ И ДОПЛЕРОВСКАЯ СКОРОСТЬ

Анализ функциональной зависимости $V_d(B_{\parallel})$ для каждого конкретного протуберанца не выявил в большинстве из них явной связи между полем и скоростью. В некоторых случаях наблюдается как положительная, так и отрицательная корреляция.

Для выявления зависимости динамической активности протуберанца в целом от величины продольного магнитного поля была рассмотрена связь этих параметров, усредненных по протуберанцу. На рис. 1 нанесены точки, соответствующие средним по протуберанцу доплеровской скорости (V_m) и магнитному полю (B_m). Каждая точка соответствует одному протуберанцу. Несмотря на довольно большой разброс очевидно наличие положительной корреляции между этими параметрами. Пунктиром указан 68-процентный доверительный интервал по критерию Стьюдента. Коэффициент корреляции составляет $0,53 \pm 0,09$. При таком числе степеней свободы (85) достоверность прямой корреляции B_m и V_m больше 99%. Интересно, что чем меньше B_m , тем меньше разброс значений V_m и наоборот.

Для определения скорости, характерной для данного поля, рассмотрим зависимость $V_d(B_{\parallel})$, построенную по измерениям во всех "точках" всех протуберанцев. Напомним, что "точка" соответствует восьми угловым секундам. На рис. 2 показана зависимость $V_n(B_{\parallel})$, где V_n среднее значение скорости по интервалу 5 Гс (0–4 Гс, 5–9 Гс и т.д.). Пунктиром показан 68-процентный доверительный интервал. При изменении B_{\parallel} от 0 до 20 Гс средняя скорость растет примерно с таким же наклоном, как и на рис. 1, а затем резко убывает. В диапазоне 0–25 Гс лежит около 70% всех измерений. Поэтому, как усреднение по протуберанцу, так и усреднение по интервалу поля приводят практически к одинаковым результатам. Для поля больше 25 Гс в каждом пятигауссовом интервале усреднялись значения скорости, в большинстве случаев соответствующие максимальным для данного протуберанца значениям поля. В таких точках движение подавлено.

Таким образом, анализ рисунков 1, 2 позволяет сделать предварительные заключения о зависимости динамической активности от величины продольного поля в спокойных протуберанцах:

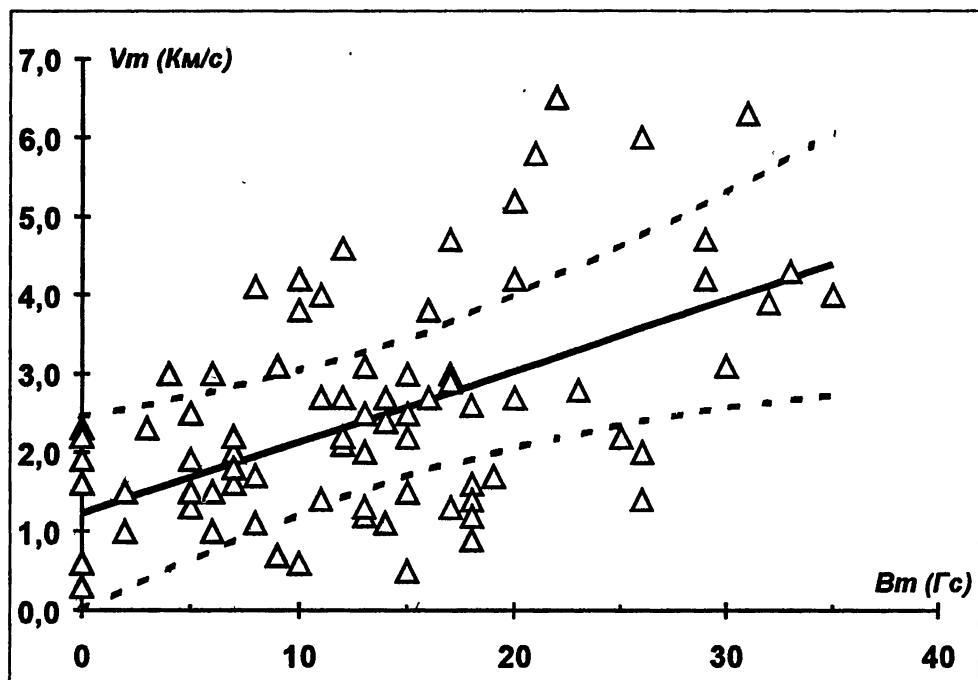


Рис. 1.

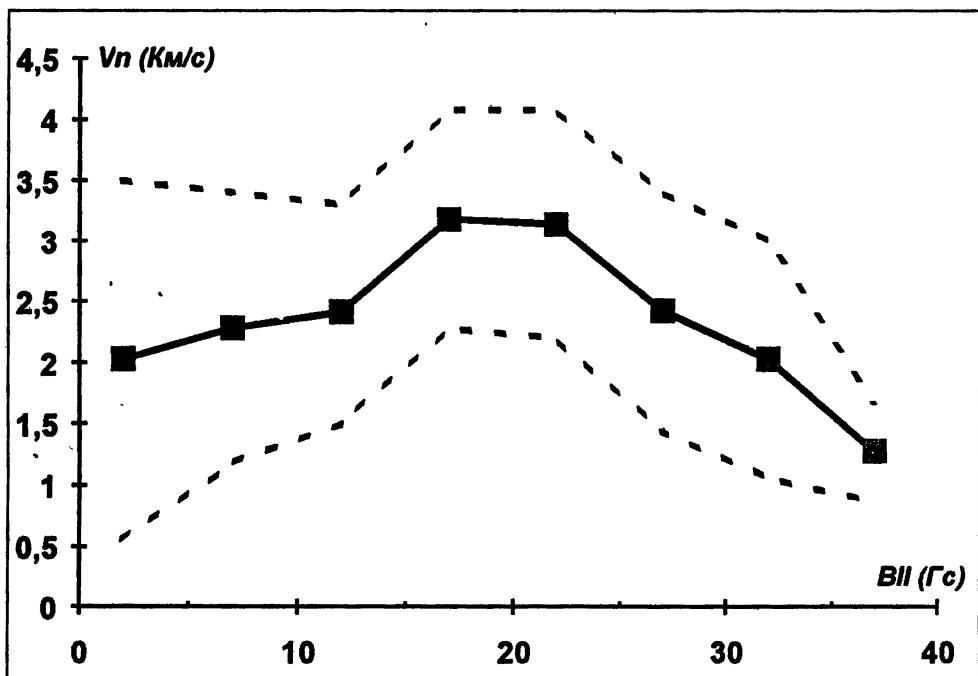


Рис. 2.

- Среднее по протуберанцу поле определяет динамическую активность протуберанца: чем больше поле, тем большие скорости наблюдаются в протуберанце.
- Поле меньше 20 Гс позволяет двигаться веществу с любой скоростью в пределах нескольких километров в секунду. Поле больше 25 Гс подавляет движение.

3. ГОРИЗОНТАЛЬНАЯ СКОРОСТЬ

Сведения о горизонтальной составляющей вектора скорости можно получить из статистического анализа измерений доплеровской скорости в протуберанцах, имеющих разный угол β между лучом зрения и длинной осью волокна, образующего протуберанец. Угол β определялся по синоптическим картам, публикуемым в "Solar Geophysical Data" и "Солнечных данных".

Рассмотрим зависимость средней по протуберанцу скорости V_m от угла β , показанную на рис. 3. Эти два параметра имеют отрицательную корреляцию ($r = -0,3 \pm 0,1$) с достоверностью 99%. Весьма характерна огибающая максимальных значений V_m (верхняя линия), показывающая, какой величины может достигать V_m при данном β . Она имеет максимум при $\beta = 15 - 20^\circ$ и быстро спадает при $\beta \rightarrow 90^\circ$.

Такой вид огибающей можно объяснить эффектом проекции. Если предположить, что горизонтальная составляющая вектора скорости у большинства спокойных протуберанцев имеет небольшой угол α с длинной осью волокна, то плавное по косинусоиде убывание огибающей при $\beta \rightarrow 90^\circ$ вполне очевидно. Для объяснения резкого спада огибающей при $\beta \rightarrow 0^\circ$ используем следующее предположение. Пусть потоковая трубка, в которой измеряется скорость, имеет вид, показанный на рис. 4. Ось x направлена вдоль гелиошироты, y — вдоль гелиодолготы, z — вдоль радиуса Солнца. Суммарная длина ее вертикальных частей — a , горизонтальных — b . По трубке движется газ со скоростью V_0 . При измерении мы стараемся зарегистрировать скорость во всех доступных для наблюдения частях трубки. Если угол между горизонтальной частью трубки и направлением на наблюдателя — β , то число измерений скорости в горизонтальной части пропорционально $b \sin \beta$. Измеренная скорость будет $V_0 \cos \beta$. В вертикальной части число измерений пропорционально a , измеренная скорость равна 0. Средняя по трубке скорость будет

$$(b \sin \beta \cdot V_0 \cos \beta) / (a + b \sin \beta)$$

или

$$V(\beta) = \frac{V_0 \sin \beta \cdot \cos \beta}{\left(\frac{1}{k} + \sin \beta\right)},$$

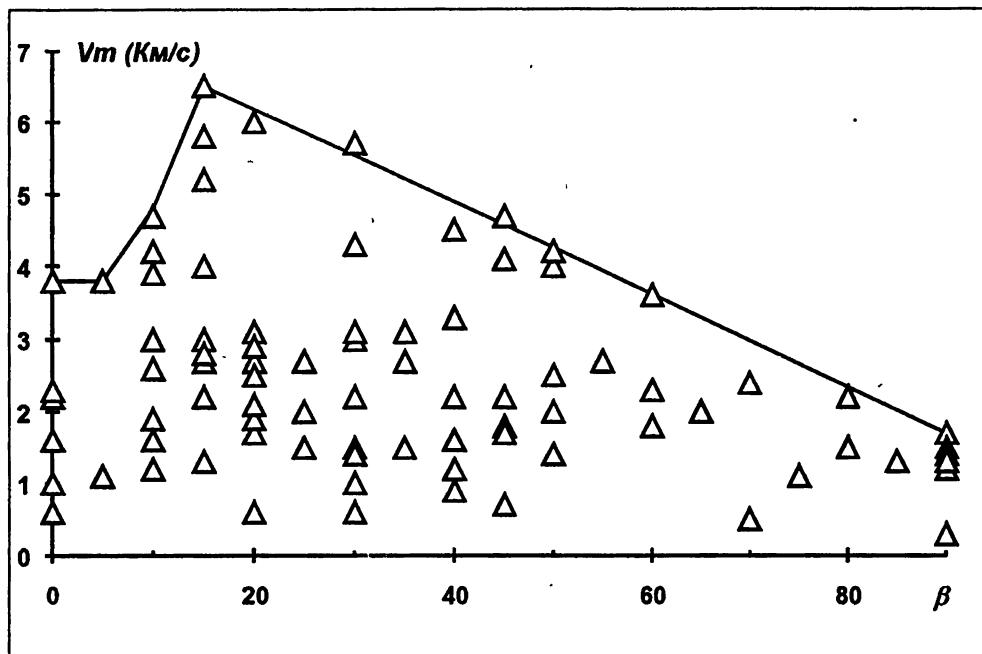


Рис. 3.

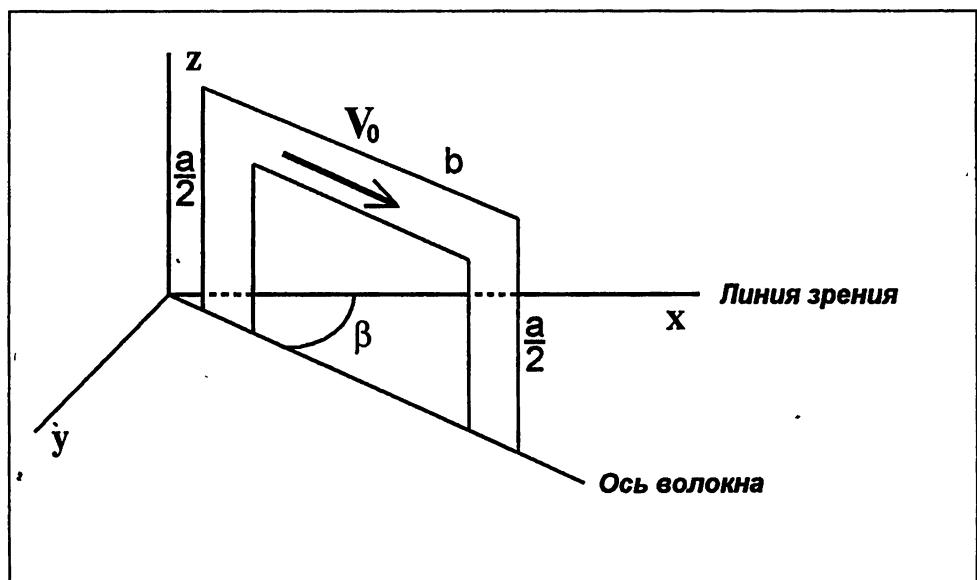


Рис. 4.

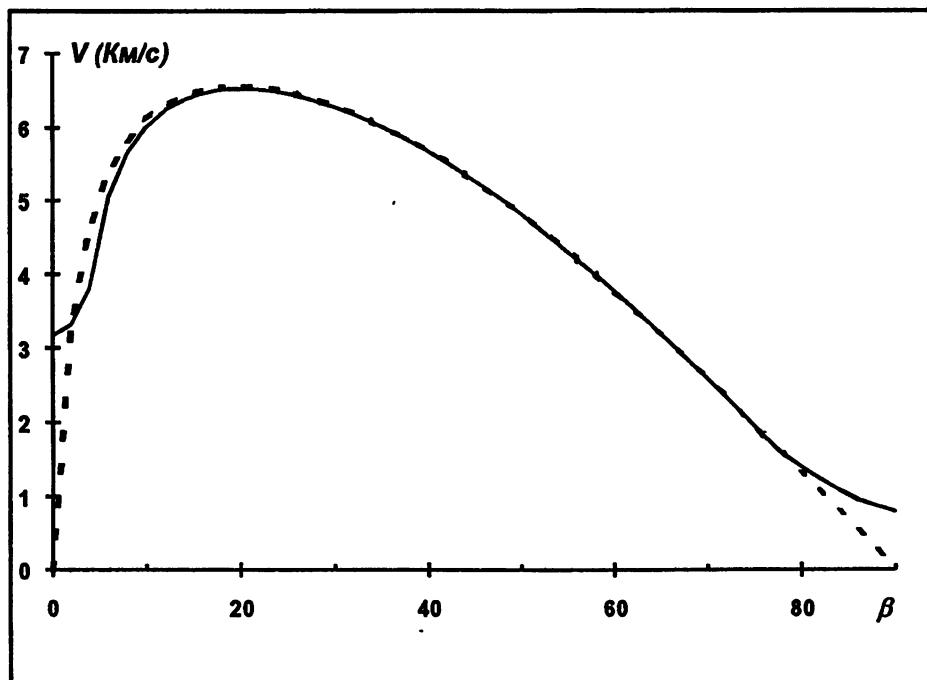


Рис. 5.

где $k = b/a$ — отношение длины горизонтальной части к вертикальной. Вид этой функции для $k = 20$ и $V_0 = 7$ км/с показан на рис. 5 (пунктирная линия). Она имеет резкий спад при $\beta \rightarrow 0^\circ$ и квазилинейно убывает при $\beta \rightarrow 90^\circ$. Полученная зависимость позволяет оценить верхний предел горизонтальной составляющей скорости. Как хорошо видно из сравнения рис. 3 и 5 он составляет около 7 км/с. Если протуберанец состоит из большого числа трубок, имеющих разные углы α в диапазоне $0 - \alpha_0$, то график на рис. 5 следует усреднить по углу α_0 в этом диапазоне. Это приводит к сглаживанию графика, при этом $V(0^\circ) \neq 0$ и $V(90^\circ) \neq 0$ (сплошная линия). Расчет показывает, что величина α_0 не должна превышать 10° . Кривая, наилучшим образом аппроксимирующая огибающую на рис. 3, соответствует параметрам $k = 20 \pm 5$, $\alpha = 10^\circ$, $V_0 = 7$ км/с.

Таким образом, проведенный анализ показывает, что:

- Длина горизонтальной части потоковой трубки на полтора порядка превышает ее вертикальную часть. (Верхняя оценка).
- Горизонтальная составляющая вектора скорости в спокойных протуберанцах составляет небольшой (в пределах 10°) угол с длиной осью волокна.
- Максимальная скорость в спокойных протуберанцах около 7 км/с.

Автор благодарит И. С. Ким за обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Иошпа Б. А. // Геомагнетизм и аэрономия, 1962. Т. 2. С. 149.
2. Malville J. M. // Solar Phys., 1964. V. 4. P. 112.
3. Bashkirtsev V. S., Mashnitch G. P. // Солнечные магнитные поля и корона. // Труды 8 консультативного совещания по физике Солнца. Т. 1. — Новосибирск: 1989. С. 173.
4. Никольский Г. М., Ким И. С., Кучми С., Клепиков В. Ю., О Ен Ден, Степанов А. И. // Солнечные данные, 1984. N 9. С. 88.

ИЗМИРАН г. Троицк Московской
обл., Россия

Поступила в редакцию
19 июня 1996 г.

**MAGNETIC FIELD AND DOPPLER VELOCITY CORRELATION IN
QUIESCENT SOLAR PROMINENCES**

V. Yu. Klepikov

Statistical analysis of magnetic and Doppler velocity data for 85 quiescent prominences observed in 1983–87 by Nikolsky's magnetograph results in preliminary conclusions:

- The average value of prominence longitudinal magnetic field determines the dynamic activity of the prominence. The larger magnetic field strengths correspond to the larger Doppler velocities.
- The longitudinal magnetic field strength less than 25 G allows matter to move with any velocities within the limits of several kilometres per second. Magnetic field strength larger than 25 G suppresses the movements.
- The horizontal length of a flow tube exceeds its vertical part by 1.5 order of magnitude (the upper limit).
- There is an angle of 10° between the horizontal component of velocity in quiescent prominences and the long axis of filament.
- The maximum velocity in quiescent prominences is about 7 km/s.

УДК 520.82.053, 523.947:520.86

О ПРИМЕНЕНИИ ЦВЕТНОЙ ФОТОМЕТРИИ ДЛЯ ПОИСКА ЭФФЕКТА “ПОКРАСНЕНИЯ” СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЫ

*И. С. Ким, Н. Л. Крусанова, О. Т. Мацуура, Дж. Мэлмен,
Р. Г. Микаэлии, Т. Н. Орешкина, Э. Пикацио*

Анализируются проблемы поиска эффекта “покраснения” солнечной короны. Предложена новая методика количественной цветной фотометрии, основанная на применении цветной позитивной фотопленки с искусственно сниженной светочувствительностью в зелёной области спектра. Представлены результаты фотометрии цветных позитивных изображений солнечной короны, полученные во время полного солнечного затмения 03 ноября 1994 г. Из зависимостей интенсивности излучения с расстоянием в красной ($\lambda_{\text{оф}} = 660 \text{ нм}$) и синей ($\lambda_{\text{оф}} = 440 \text{ нм}$) областях спектра для шлемовидного луча ($P = 70^\circ$) и области пониженной яркости ($P = 160^\circ$) эффект “покраснения” до расстояний $(3,5 - 4)R_\odot$ не обнаружен.

1. ВВЕДЕНИЕ

Цвет солнечной короны — важный параметр, зависящий от вклада F - и K -компонент излучения короны. K -корона представляет собой рассеяние фотосферного излучения на электронах, и её цвет подобен солнечному. F -корона, представляющая собой рассеяние излучения фотосфера на частицах межпланетной пыли, может иметь цвет, отличный от солнечного, в зависимости от размера пылинок. Данные по цвету короны используются для изучения распределения пылевой материи в околосолнечном пространстве.

Согласно ранним наблюдениям в ИК-диапазоне [1–3] вокруг Солнца на соответствующих расстояниях (3,5, 8,7 и 9,2 R_\odot (радиусов Солнца)) имеются кольцевые зоны пыли, излучение которой должно наблюдаваться и в видимом диапазоне. Действительно, эффект “покраснения” был обнаружен для корон 1970, 1972, 1981 и 1991 гг., наблюдавшихся с помощью цветных негативных и позитивных фотопленок [4–6].

Другие исследователи [7,8] для короны 1991 г. не нашли доказательств существования кольцевых и локальных пылевых структур до расстояний $15R_\odot$. По мнению авторов работы [8], околосолнечные пылевые кольца — явление временное, обусловленное, возможно, инжекцией пыли из комет. Согласно японским учёным [9], сопоставившим ряд наблюдений за последние три десятилетия, избыточное излучение в красной области спектра

(ИК-диапазон, видимая область) регистрировалось, в основном, в годы минимума.

Таким образом, вопрос о цвете солнечной короны на расстояниях $\approx (3-10)R_{\odot}$ остаётся пока открытым.

2. ЦВЕТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ ДЛЯ ПОИСКА ЭФФЕКТА “ПОКРАСНЕНИЯ”

Рассмотрим некоторые аспекты поиска эффекта “покраснения” в видимом диапазоне с использованием цветных фотомульсий. Цветная пленка имеет 3 светочувствительных слоя. Верхний слой — синечувствительный, за ним следует жёлтый фильтр, обрезающий синие лучи. Далее находится слой, чувствительный к зелёным и синим лучам. Третий слой — чувствительный к красным и синим лучам. В каждом из слоёв пленки цветное изображение объекта образуется при помощи красителя (в синечувствительном слое — жёлтый краситель, в зелёночувствительном — пурпурный, в красночувствительном — голубой). Мерой интенсивности действовавшего на эмульсию излучения является плотность соответствующего красителя. В негативной пленке плотность растёт с увеличением экспозиции, в позитивной — уменьшается от некоторого максимального значения.

Для решения задач количественной цветной фотометрии измеряются плотности каждого окрашенного изображения. При этом необходимо учитывать ряд факторов, отрицательным образом влияющих на конечный результат:

- остаточная спектральная чувствительность вне области сенсибилизации слоя;
- “паразитные” поглощения красителей;
- межслоевые эффекты проявления.

Поэтому идеальным для поиска эффекта “покраснения” солнечной короны был бы эксперимент с применением цветной негативной или позитивной фотомульсии, чувствительной только в двух областях спектра, достаточно удалённых друг от друга.

Такой эксперимент был поставлен в Бразилии (г. Шалеко) во время полного солнечного затмения 3 ноября 1994 г. в рамках международного эксперимента по поиску эффекта “покраснения”. Использовалась цветная позитивная пленка Kodak Elite 100. Для максимального снижения её светочувствительности в зелёной области спектра она предварительно засвечивалась от источника, имеющего непрерывный спектр и цветовую температуру $T_{\text{цв}} \approx 550$ нм, через “зелёный” светофильтр ($\lambda_{\text{макс}} = 539$ нм, ширина на половине интенсивности — 25 нм). В результате специального подбора режимов засветки оказалось, что для экспозиции 5 лк·с светочувствительности и характеристические кривые красного и синего слоёв

практически не отклоняются от стандартных. Для красного слоя на линейном участке кривой [0,90 – 2,00] погрешность ΔD составляет $\pm 0,02$, для синего слоя в диапазоне [1,00 – 2,50] погрешность ΔD составляет $\pm 0,03$, в то время как светочувствительность зелёного слоя снижается \approx в 15 раз, с соответствующим изменением характеристической кривой. На рис. 1 представлены характеристические кривые фотоэмульсии (b — синечувствительного слоя, r — красочувствительного слоя, g — зеленочувствительного слоя). Сплошной линией обозначены стандартные кривые Kodak Elite 100, штриховой — после экспонирования “зелёным” светом.

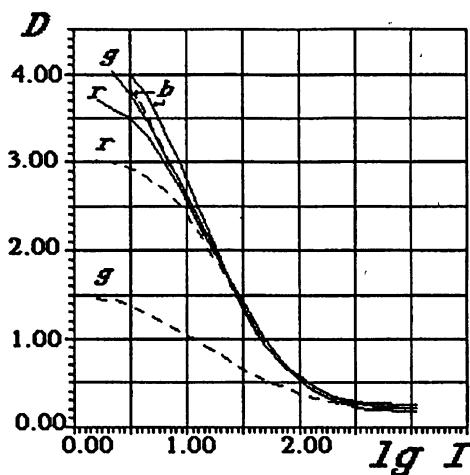


Рис. 1. Характеристические кривые Kodak Elite 100.

3. НАБЛЮДЕНИЯ

Цветные позитивные изображения солнечной короны на фотоплёнке Kodak Elite 100, обработанной вышеуказанным образом, были получены во время полного солнечного затмения 3 ноября 1994 г. в г. Шалеко (Бразилия). Высота Солнца на момент полной фазы составила 55° . Наблюдатели — Э. Пикацио и Дж. Мэлмен. Использовалась фотокамера “Зенит-19” с объективом “МС 3М-5СА” ($F = 500$ мм, 1/8). Сделаны 3 серии экспозиций (от 1/250 до 3 с). Вторая серия, центрированная на середину полной фазы затмения, была выбрана для поиска эффекта “покраснения”. Относительная калибровка выполнялась от рассеянного света участка неба, удалённого \approx на 60° по вертикали от диска Солнца через девятиступенчатый кварцевый ослабитель и нейтральные светофильтры (НС) ($t_{\text{оксп}} = 1/4$ с, НС-9; 1 с, НС-9 и НС-10 и 3 с, НС-10). Для абсолютной калибровки фотографировался диск Солнца через нейтральные светофильтры ($t_{\text{оксп}} = 1/4$, 1 с; НС-11 + НС-9).

4. ФОТОМЕТРИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Цветная фотометрия солнечной короны в синей и красной спектральных областях выполнялась на автоматическом микроденситометре (АМД) ГАИШа: диапазон измеряемых плотностей для цветной фотометрии 0,03–2,5, точность — 0,03 для интервала плотностей 0,03–1,00 и 0,07 для интервала 1,00–2,50. Параметры цветных фильтров: $\lambda_{\max} = 660$ нм, $\Delta\lambda = 44$ нм (красный фильтр) и $\lambda_{\max} = 440$ нм, $\Delta\lambda = 20$ нм (синий фильтр).

Для измерений были выбраны три кадра из центральной серии, с $t_{\text{эксп}} = 1/4, 1$ и 3 с. На каждом кадре сделаны два фотометрических разреза солнечной короны для шлемовидного луча ($P = 70^\circ$) и для области пониженной яркости ($P = 160^\circ$) в красной ($\lambda_{\text{эфф}} = 440$ нм) и синей ($\lambda_{\text{эфф}} = 660$ нм) областях спектра, с щелью $[0,1 \times 0,1]$ мм на плёнке, соответствующей $[42 \times 42]$ секунд дуги. Рабочий диапазон измеряемых плотностей ограничивался линейным участком характеристической кривой, поэтому первоначально по кадрам с разной экспозицией были построены графики зависимостей интенсивности излучения с различным расстоянием от Солнца, которые затем “сшивались” в результирующий график, представленный на рис. 2. Сплошной линией обозначены кривые для красной области спектра, штриховой — для синей. Вертикальным штрихом нанесены фотометрические ошибки измерений.

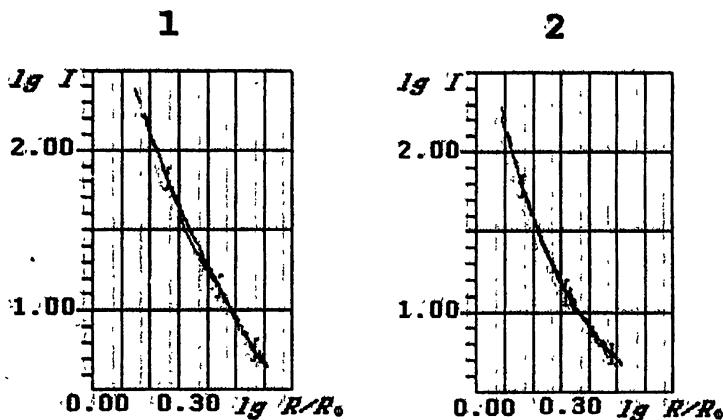


Рис. 2. Распределение яркости короны в красной и синей областях спектра в относительных единицах: 1 — для шлемовидного луча, 2 — для области пониженной яркости.

Из анализа рис. 2 следует, что для указанных выше направлений в короне 1994 года эффект “покраснения”, который свидетельствовал бы о наличии пылевой материи с размером пылинок > 10 мкм, не обнаружен.

Данная работа поддерживалась грантом № 93-02-2676 Российского

Фонда Фундаментальных Исследований, а также следующими грантами с бразильской стороны: CNPq 452339/94-4 (Conselho Nacional de Desenvolvimento Cientifico e Tecnologico) и FINEP Ref. 0104194 (Financiadora de Estudos e Projectos).

ЛИТЕРАТУРА

1. Peterson A. W. // *Astrophys. J. (Letters)*. 1967. V. 1148. L37-39.
2. Peterson A. W. // *Astrophys. J.* 1969. V. 155. P. 1009.
3. MacQueen R. M. // *Astrophys. J.* 1968. V. 154. P. 1059.
4. Aimanov A. K., Nikolsky G. M. // *Sol. Phys.* V. 65. P. 171.
5. Несмиянович И. А., Никольский Г. М. // Астр. цирк. 1983. т. 60. С. 1179.
6. Alexeyeva I. V., Kroussanova N. L., Streltsova M. V. 1994. Proceeding of IAU Colloq. 144 "Solar Coronal Structures". Bratislava.
7. Lamy P., Kuhn J. R., Lin H., Koutchmy S., Smartt R. N. // *Science*. 1992. V. 257. P. 1377.
8. Hodapp K.-W., MacQueen R. M., Hall D. N. B. // *Nature*. 1992. V. 355. P. 707.
9. Isobe S., Kumar A. S. // *Astrophysics and Space Science*. 1993. V. 205. P. 297.

1 – Государственный
астрономический ин-т

им. П. К. Штернберга, МГУ, Россия;

2 – Институт Астрономии и
Геофизики, Университет Сан Пауло,

Бразилия;

3 – АО НИИХИМФОТОПРОЕКТ,
Россия

Поступила в редакцию
15 мая 1996 г.

ON EMPLOYMENT OF COLOUR PHOTOMETRY FOR SEARCHING THE “REDDENING” EFFECT OF THE SOLAR CORONA

*I. S. Kim, N. L. Kroussanova, O. T. Matsuura, J. Mallman, R. G. Mikaelyan,
T. N. Oreshkina, E. Picazzio*

Problems of searching the “reddening” effect of the solar corona are analysed. A new approach is suggested for quantitative colour photometry based on using colour film with significantly reduced sensitivity in the green spectral range. The results of colour photometry of slides of the solar corona obtained during the total solar eclipse of November 03, 1994 are presented. For the coronal intensity dependencies on the distance in the red ($\lambda_{\text{eff}} = 660 \text{ nm}$) and blue ($\lambda_{\text{eff}} = 440 \text{ nm}$) spectral intervals for the helmet streamer ($P = 160^\circ$) and the region of low brightness ($P = 160^\circ$) the “reddening” effect is not detected up to the distance of $4R_\odot$.

МЕТОД РЕДУКЦИИ ТРЕХМЕРНОГО УРАВНЕНИЯ МОДУЛЯЦИИ ГАЛАКТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

M. С. Калинин, M. Б. Крайнев

Трёхмерное уравнение модуляции плотности \mathcal{U} космических лучей расщепляется на двумерное уравнение для усреднённой по долготе плотности U и уравнение для вариации плотности u с долготой. Предлагается схема построения итераций u для реального случая $|u| \ll U$.

1. ВВЕДЕНИЕ

Обычно распределение космических лучей (КЛ) в гелиосфере описывается в диффузионном приближении транспортным уравнением

$$\frac{\partial \mathcal{U}}{\partial t} + \nabla (\vec{V}^{sw} \mathcal{U}) - \frac{\mathcal{D}\mathcal{V}}{3} \frac{\partial(p\mathcal{U})}{\partial p} - \nabla(\mathcal{K} \nabla \mathcal{U}) + \vec{V}^d \cdot \nabla \mathcal{U} = 0, \quad (1)$$

где $\mathcal{U}(\vec{r}, p, t)$ — плотность частиц в единичном интервале модуля импульса p . Коэффициенты уравнения \mathcal{K} , \vec{V}^{sw} , \vec{V}^d , $\mathcal{D}\mathcal{V}$ — тензор диффузии КЛ, вектора скорости солнечного ветра и дрейфа частиц в неоднородном регулярном межпланетном магнитном поле (ММП) и дивергенция скорости солнечного ветра, соответственно. Для завершения постановки граничной задачи на границах области определения \mathcal{U} задаются граничные/начальные условия, не обсуждаемые в настоящей работе.

Для решения 5-мерной (3-мерной, 3D, в отношении пространственных переменных) граничной задачи, соответствующей уравнению (1), разработана соответствующая программа [1], однако, поскольку решение требует много машинного времени и алгоритм довольно сложен, решением 3D задач занимается мало научных групп и опубликовано сравнительно мало результатов. Значительно чаще анализ распределения КЛ проводится с помощью 2-мерного (2D) уравнения, имеющего тот же вид, что и (1), но с коэффициентами, не зависящими от долготы φ (см.[2]). Основанием для использования 2D уравнения служит неплохое согласие результатов с усредненным по долготе решением 3D уравнения. В то же время процедура получения независимых от долготы коэффициентов уравнения из коэффициентов 3D уравнения не определена, и авторы [3] претендуют лишь на имитацию основных эффектов в КЛ, обусловленных 3D-эффектами в

гелиосфере, соглашаясь, что их точное описание возможно лишь в 3D-моделях.

В работе [4] мы предложили более обоснованный подход к получению 2D уравнения для усредненной по долготе плотности частиц КЛ, $U = \langle \mathcal{U} \rangle$ (угловыми скобками здесь и далее обозначено усреднение по долготе) путём расщепления исходного уравнения на 2D уравнение для U и уравнение для вариации плотности u с долготой и приближённого решения этого уравнения с учётом малости вариации $|u| \ll U$. В настоящей работе мы выводим уравнения для U и u для случая произвольной зависимости коэффициентов уравнения (1) от долготы и конструируем схему получения последовательных приближений для u .

2. ПОВЕДЕНИЕ КЛ НА ОСОБЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ

В общем случае наряду с непрерывным изменением коэффициентов уравнения (1) в регулярных точках они могут терпеть разрывы на особых поверхностях. Плотность частиц \mathcal{U} непрерывна во всех точках, однако её градиент может быть разрывен. Из непрерывности \mathcal{U} во всех точках особой поверхности следует непрерывность проекции её градиента на эту поверхность, т.е. разрывной может быть только перпендикулярная к поверхности составляющая градиента.

Рассмотрим поведение КЛ на поверхности для случая, когда единственной величиной, резко меняющейся на ней, является направление регулярного ММП, т.е. поверхность является токовым слоем (ТС). В этом случае индукция регулярного ММП может быть представлена в виде $\vec{B} = \mathcal{F}\vec{B}^m$, где \mathcal{F} — полярность ММП, скалярная функция, равная +1 в областях, где регулярное ММП направлено от Солнца, и -1 — в областях, отделённых от первых поверхностью $\mathcal{F}(\vec{r}, t) = 0$. \vec{B}^m — “монопольное” регулярное ММП, направленное от Солнца во всех точках гелиосферы.

При этом скорость дрейфа КЛ $\vec{v}^d = (pv/3q) \cdot \nabla \times (\vec{B}/B^2)$, [5], можно записать в виде

$$\vec{v}^d = \mathcal{F}(pv/3q) \cdot \nabla \times (\vec{B}^m/B^2) + \frac{pv}{3qB} [\nabla \mathcal{F} \times \vec{B}^m] = \mathcal{F}\vec{v}^m + \mathcal{K}^* \delta(z) \vec{e}^d,$$

где v и q — скорость и заряд частиц. Мы ввели обозначения

$$\vec{v}^m \equiv (pv/3q) \cdot \nabla \times (\vec{B}^m/B^2), \quad \mathcal{K}^* \equiv 2pv/3qB$$

и задали на поверхности ТС правую систему координат с ортами $\vec{e}_x = \vec{b}^m$ — единичный вектор “монопольного” ММП, $\vec{e}_z = \vec{n}^{cs}$ — единичный вектор нормали к поверхности ТС, направленный в область, где $\mathcal{F} = 1$ (при этом $\nabla \mathcal{F} = 2\delta(z)\vec{n}^{cs}$) и $\vec{e}_y \equiv \vec{e}^d = \vec{e}_z \times \vec{e}_x$ — единичный вектор скорости дрейфа положительно заряженных частиц.

Проинтегрируем уравнение (1) по долготе φ по ε -окрестности около точки $\{r, \vartheta, \varphi_i\}$ — i -ого пересечения окружности $\{r, \vartheta\} = \text{const}$ с ТС. При этом учтём (обозначив Eq левую часть (1)), что

$$\int_{\varphi_i-\varepsilon}^{\varphi_i+\varepsilon} \mathbf{Eq} d\varphi = \frac{1}{z_0} \int_{-z_0\varepsilon}^{z_0\varepsilon} \mathbf{Eq}(x, y, z, p, t) dz,$$

где $z_0 \equiv r \sin \vartheta (\vec{e}_z \cdot \vec{e}_\varphi)$; $x = x(z), y = y(z)$ вдоль контура интегрирования.

Разложив все функции в каждом члене по x, y, z до второго порядка, произведя интегрирование и объединив члены одного порядка по ε , получим

$$\int_{\varphi_i-\varepsilon}^{\varphi_i+\varepsilon} \mathbf{Eq} d\varphi = \frac{1}{z_0} \{\}_1^i + 2\varepsilon \{\}_2^i + O(\varepsilon^2). \quad (2)$$

Из того, что этот интеграл равен нулю при любых достаточно малых ε , следует равенство нулю выражения в первых фигурных скобках, а приравненная нулю вторая фигурная скобка даёт двумерное (по координатам x, y) уравнение, которому должна удовлетворять \mathcal{U} на поверхности ТС:

$$\{\}_1^i = -\mathcal{K}_\perp \left(\frac{\partial \mathcal{U}^+}{\partial z} - \frac{\partial \mathcal{U}^-}{\partial z} \right) + \mathcal{K}^* \frac{\partial \mathcal{U}}{\partial y} = 0, \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \{\}_2^i &= \frac{\partial \mathcal{U}}{\partial t} + \left\{ \nabla_2 \left(\vec{V}_{sw}^* \mathcal{U} \right) + \frac{\partial (\mathcal{V}_z^{sw} \mathcal{U})^{av}}{\partial z} \right\} - \frac{D\mathcal{V}}{3} \frac{\partial (p\mathcal{U})}{\partial p} - \\ &- \left\{ \nabla_2 (\mathcal{K} \nabla_2 \mathcal{U}) + \frac{\partial (\mathcal{K}_\perp \partial \mathcal{U} / \partial z)^{av}}{\partial z} \right\} + \frac{\mathcal{K}^*}{2\mathcal{K}_\perp} \mathcal{V}_z^m \frac{\partial \mathcal{U}}{\partial y} = 0, \end{aligned} \quad (4)$$

где верхние индексы + и – означают полярность регулярного ММП в области, к которой относятся отмеченные величины, av — среднюю по обеим полярностям величину, а $\nabla_2 \equiv \{\partial/\partial x, \partial/\partial y, 0\}$.

Условие (3), естественно, не отличается от условия (10) в [6], а уравнение (4) является обобщением уравнения (13) в [6], сформулированного для случая, когда в регулярных точках диффузией частиц можно пренебречь.

3. УРАВНЕНИЕ ДЛЯ СРЕДНЕЙ ПЛОТНОСТИ КЛ U

Усреднённая по долготе плотность частиц U не зависит от долготы i , естественно, её долготный градиент, всегда равный нулю, не терпит разрыва в точках особой поверхности. Из непрерывности долготной и параллельной поверхности составляющих градиента U следует отсутствие разрыва и других составляющих градиента во всех точках (кроме, может быть, точек касания окружности $\{r, \vartheta\} = \text{const}$ и особой поверхности).

Пусть $\varphi = \varphi_i$, $i = 1, 2, \dots, N + 1$, $\varphi_{N+1} = \varphi_1$ — долготы пересечения указанной окружности с особыми поверхностями. Усредняя (1) по φ , окружим долготы φ_i ε -интервалами и запишем с учётом (2)

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \mathbf{E} q \, d\varphi = \frac{1}{2\pi} \sum_{i=1}^N \left\{ \int_{\varphi_i + \varepsilon}^{\varphi_{i+1} - \varepsilon} \mathbf{E} q \, d\varphi + \frac{1}{z_0} \{ \}_1^i + 2\varepsilon \{ \}_2^i \right\} + O(\varepsilon^2). \quad (5)$$

Принимая во внимание (3) и устремляя $\varepsilon \rightarrow 0$, получаем уравнение для усредненной функции U . Для компактности представления результатов в общем случае произвольного изменения коэффициентов уравнения (1) с долготой приведём оба уравнения (для \mathcal{U} и U) в операторном виде

$$\frac{\partial \mathcal{U}}{\partial t} + \mathcal{A}\mathcal{U} = 0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \langle A \rangle U = -\langle \delta A u \rangle. \quad (7)$$

Вид трёхмерного дифференциального оператора \mathcal{A} ясен из сопоставления формулировок (1) и (6) одного и того же уравнения для \mathcal{U} . Как следует из (5) и (3), при разделении оператора \mathcal{A} на усреднённый по долготе оператор $\langle A \rangle$ и вариацию δA , следует усреднять отдельно каждую компоненту коэффициентов уравнения (1), например, $\mathcal{V}_r^{sw} = V_r^{sw} + v_r^{sw}$, $\mathcal{K}_{ij} = K_{ij} + k_{ij}$ и т.д. При этом, как и при вычислении правой части (7), *усреднение производится только по регулярным точкам*.

Таким образом, вклад в левую часть уравнения (7) для усреднённой по долготе плотности КЛ процессов непосредственно на особых поверхностях (например, дрейфа частиц на ТС) оказывается равным нулю. Гладкая функция координат, какой является U , реагирует на процессы на ТС лишь через вариацию плотности КЛ с долготой (в правой части уравнения (7)), которая к этим процессам чувствительна.

4. УРАВНЕНИЕ ДЛЯ ВАРИАЦИИ ПЛОТНОСТИ КЛ u

Вычитая (7) из (6) получаем уравнение для u

$$\frac{\partial u}{\partial t} + [\langle A \rangle + \delta A - \langle \delta A \rangle] u = 0, \quad (8)$$

где оператор $\langle \delta A \rangle$ определяется следующим образом: $\langle \delta A \rangle u = \langle \delta A u \rangle$.

Ясно, что расщепление исходного 3D уравнения (6) для \mathcal{U} на эквивалентную ему систему (7) и (8) приближает нас к нахождению решения только в том случае, если мы используем малость вариации плотности КЛ ($|u| \ll U$), которая следует из экспериментальных данных.

Поскольку нас интересует вариация плотности КЛ, обусловленная зависимостью коэффициентов уравнения (1) от долготы, для формального решения (8) перенесём в правую часть и будем рассматривать как неоднородность члены $\sim \delta A$. Общее решение однородного уравнения можно представить в виде $u_0 = \exp(-t\langle A \rangle) u_0(t=0)$, а общее решение неоднородного формально запишем в виде

$$u = - \int_0^t e^{-(t-t')\langle A \rangle} [(\delta A - \langle \delta A \rangle) u + \delta A U] dt' + u_0. \quad (9)$$

Применив классическую итерационную схему ([7]) получаем решение (8) в виде последовательных приближений ($n = 0, 1, \dots$):

$$\begin{aligned} u^{(0)} &= u_0, \\ &\dots, \\ u^{(n)} &= - \int_0^t e^{-(t-t')\langle A \rangle} [(\delta A - \langle \delta A \rangle) u^{(n-1)} + \delta A U] dt' + u_0. \end{aligned} \quad (10)$$

Для важного и интересного нам случая осесимметричных начальных условий для плотности КЛ u_0 следует положить равной нулю.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, определена последовательность действий для решения полного трёхмерного транспортного уравнения для галактических космических лучей, позволяющая практически находить последовательные приближения решения при наличии особых поверхностей, на которых коэффициенты уравнения терпят разрывы. Это оказывается возможно из-за малости вариации плотности частиц с долготой по сравнению с усреднённой плотностью. Результаты, полученные для частного случая поверхностей токового слоя, могут быть обобщены для разрывов другого рода.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kóta J. and Jokipii J. R. // Ap. J., 1983. V. 265. P. 573.
2. Potgieter M. S. — In: Proc. 23 ICRC. — Rapporteur & Highlight Papers, 1993. P. 213.
3. Burger R. A. and Potgieter M. S. // Ap. J., 1989. V. 339. P. 501.
4. Kalinin M. S. and Krainev M. B. — In: Proc. 24 ICRC. — 1995. V. 4. P. 688.

5. Burger R. A., Moraal H., and Webb G. M. // Ap. Space Sci., 1985. V. 116. P. 107.
6. Jokipii J. R. and Thomas B. // Ap.J., 1981. V. 243. P. 1115.
7. Балеску Р. Равновесная и неравновесная статистическая механика. Т. 2. — М.: Мир, 1978.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева РАН,
г. Москва, Россия

Поступила в редакцию
27 сентября 1996 г.

**REDUCTION OF THE 3D EQUATION FOR THE MODULATION OF THE
GALACTIC COSMIC RAY**

M. S. Kalinin, M. B. Krainev

The 3D equation describing the modulation of the cosmic ray density is splitted into the 2D equation for the density averaged over the longitude and the 3D equation for the variance of the density. The iteration scheme is constructed for the real case of small longitude variance of the galactic cosmic ray density.

УДК 523.947:520.86.52-655

КИНОКОРОНОГРАФ-ПОЛЯРИМЕТР: АЛГОРИТМ ПОСТРОЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЫ

*И. С. Ким, О. И. Бугаенко, И. А. Биленко, С. Кучми, О. Т. Мацуура,
Э. Пикацио*

Разработан алгоритм построения поляризационных изображений солнечной короны на основе статистического массива данных, Стокс-представления света и программного обеспечения IDL. Применение алгоритма к оцифрованным в "зелёном" свете 24 кадрам цветного негативного поляризационного фильма короны 03.11.94 г. позволило получить новые данные о распределении степени поляризации в "белой" (суммарное излучение в голубой и красной областях спектра) короне. В среднем по короне на расстояниях $(1,2-2,0)R_{\odot}$ на гелиографических широтах $\pm 45^{\circ}$ не зарегистрирован характерный для модели ван де Холста монотонный рост степени поляризации. В области $(1,2-1,4)R_{\odot}$ степень поляризации практически постоянна. Наблюдаемое "плато" в распределении степени поляризации является реальным и обусловлено, скорее всего, отклонением реальной структуры короны от модели с локальной сферической симметрией.

1. ВВЕДЕНИЕ

Прецизионные поляризационные исследования предоставляют мощные средства для обнаружения потоков быстрых электронов в короне [1], изучения механизмов излучения и трёхмерной структуры К- и F-короны [2]. Краткий обзор поляризационных исследований "белой", излучающей в непрерывном спектре, короны свидетельствует об актуальности повышения точности поляризационных исследований. Например, противоречивые результаты о направлении поляризации были получены для короны 11.07.91 г. двумя группами наблюдателей, расположенными на одной наблюдательной площадке, но использовавшими фотографический [3] и фотоэлектрический [4] методы регистрации.

Во время полного солнечного затмения 03 ноября 1994 г. был проведён эксперимент по поиску пространственных и временных вариаций цветового индекса поляризации (Colour Index Polarization Wave Experiment), заключающийся в кинематографировании "белой" короны на цветную негативную пленку. Киносъёмка была синхронизирована с вращением поляроида. Ниже представлены результаты первого этапа обработки в "зелёном" свете (суммарное излучение в синей и красной областях спектра) 24 (из 1250) кадров поляризационного фильма, соответствующих середине полной фазы.

2. НАБЛЮДЕНИЯ И РЕДУКЦИЯ ДАННЫХ

Для выполнения эксперимента в Государственном астрономическом ин-те им. П. К. Штернберга МГУ (ГАИШ МГУ) был изготовлен портативный кинокоронограф-поляриметр с диаметром главного объектива 55 мм и эквивалентным фокусным расстоянием 339 мм. Вращающийся поляроид помещался в телескопической (афокальной) зоне оптического тракта, содержащей промежуточное изображение входного зрачка диаметром 9 мм. Использование такой схемы устранило ошибки, обусловленные неоднородностями поляроида при помещении его вблизи фокальной плоскости, а также значительно снижало ухудшение характеристик поляроида, неизбежное при усреднении по большой поверхности при помещении его перед главным объективом. Аппаратура, наблюдения и фотометрия подробно изложены Ким и др. [5].

Поляризационная картина циклически воспроизводится через пол оборота поляроида, т.е. через 12 кадров. Неизбежные в многокомпонентной оптической системе блики, существенные из-за больших градиентов яркости в короне, вызывают появление модуляционного сигнала на частоте вращения поляроида. Поэтому, полученный фильм был условно разделен на 52 серии, каждая из которых содержала 24 последовательных кадра, соответствующих полному обороту поляроида. Для подавления инструментального вклада все кадры одной серии обрабатывались совместно. Фотометрия материала выполнялась на автоматическом микроденситометре (АМД) ГАИШа, обеспечивающем измерение координат и оптической плотности элементов изображения: щель $0,02 \times 0,02$ мм², соответствующая участку ($12'' \times 12''$) на плёнке, шаг сканирования по обеим координатам — 0,01 мм, площадь сканирования каждого кадра 701×701 пикселей. Сканирование в каждом из 21 полей фотометрического клина велось на площади 200×200 пикселей.

При обработке использовался пакет программ *IDL*. Наиболее оптимальной процедурой для взаимного совмещения кадров оказался режим блинк-компьютера с визуальным управлением процессом по экрану дисплея. Фон в каждом кадре измерялся в двух углах, свободных от изображения, и усреднялся по площади (50×50) пикселей.

После центрирования по 24 последовательным кадрам было построено усреднённое в плотностях изображение короны $D \equiv D(i, j)$, где i, j — целочисленные декартовы координаты пиксельного изображения короны с началом в центре диска Солнца. Распределение плотностей в этом кадре в дальнейшем использовалось как индикатор уровня шумов в различного рода статистических процедурах.

В результате перевода плотностей в интенсивности создавались последовательные кадры S_k , содержащие информацию о распределении параметров состояния поляризации. Для частично линейно поляризованных

источников таких параметров три: интенсивность I , степень поляризации P и угол ориентации плоскости поляризации χ . Однако использование этих параметров до применения статистических процедур порождает систематические погрешности (смещённые оценки). Этого недостатка лишена система параметров в форме вектора Стокса. Первый параметр — та же интенсивность $I = I_* + I_{\downarrow}$, являющаяся суммой интенсивностей неполяризованной I_* и линейно поляризованной I_{\downarrow} составляющих светового потока, а два других, знакопеременные Q и U — проекции линейно поляризованной компоненты на произвольно выбираемые в картинной плоскости изображения оси декартовых координат. Q и U можно интерпретировать как проекции вектора длины $I_{\downarrow} = \sqrt{Q^2 + U^2}$, ориентированного в выбранных координатах под углом φ , определяемым выражением $\operatorname{tg} \varphi = U/Q$. Степень линейной поляризации $P = I_{\downarrow}/I$, а углом плоскости поляризации считается угол $\chi = \varphi/2$.

Согласно закону Малюса, частично линейно поляризованный свет (I, Q, U), проходя через идеальный поляроид, приобретает интенсивность

$$\begin{aligned} S \sim I_* + 2I_{\downarrow} \cos^2(\chi - \alpha) &= (I_* + I_{\downarrow}) + I_{\downarrow} \cos(2\chi - 2\alpha) = \\ &= I + Q \cos 2\alpha + U \sin 2\alpha, \end{aligned}$$

где α — положение плоскости поляризации поляроида в той же системе координат, в которой определён угол χ . В дальнейшем интенсивности I , Q и U будем считать зависимыми от введённых выше координат (i, j) , т.е. кадрами $\mathbf{I} \equiv I(i, j)$, $\mathbf{Q} \equiv Q(i, j)$ и $\mathbf{U} \equiv U(i, j)$. В нашем эксперименте плоскость поляризации поляроида в последовательных кадрах изменялась на постоянную величину $2\pi/24 = 15^\circ$ и для k -го кадра $\alpha_k = \alpha_0 + \pi k/12$. Здесь α_0 — положение плоскости поляроида в начальном кадре.

Итак, базируясь на 24 последовательных кадрах \mathbf{S}_k , можно для каждого пикселя с координатами (i, j) записать 24 уравнения

$$\mathbf{S}_k \equiv S_k(i, j) = \mathbf{I} + \mathbf{Q}' \cos \frac{\pi k}{12} + \mathbf{U}' \sin \frac{\pi k}{12}, \quad k = 0, 1, \dots, 23,$$

где вектор $(\mathbf{Q}', \mathbf{U}')$ связан с вектором (\mathbf{Q}, \mathbf{U}) вращением на заранее неизвестный с достаточной точностью угол $2\alpha_0$:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{Q}' \\ \mathbf{U}' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos 2\alpha_0 & \sin 2\alpha_0 \\ -\sin 2\alpha_0 & \cos 2\alpha_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{Q} \\ \mathbf{U} \end{pmatrix}; \quad \begin{pmatrix} \mathbf{Q} \\ \mathbf{U} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos 2\alpha_0 & -\sin 2\alpha_0 \\ \sin 2\alpha_0 & \cos 2\alpha_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{Q}' \\ \mathbf{U}' \end{pmatrix}.$$

Решение системы \mathbf{S}_k относительно \mathbf{I}, \mathbf{Q}' и \mathbf{U}' методом наименьших квадратов имеет вид

$$\mathbf{I} = \frac{1}{24} \sum_{k=0}^{23} \mathbf{S}_k, \quad \mathbf{Q}' = \frac{1}{12} \sum_{k=0}^{23} \mathbf{S}_k \cos \frac{\pi k}{12}, \quad \mathbf{U}' = \frac{1}{12} \sum_{k=0}^{23} \mathbf{S}_k \sin \frac{\pi k}{12}.$$

Из-за наличия больших градиентов яркости в короне дальнейшие статистические процедуры, связанные с пространственным сглаживанием в области малых плотностей, где шумы фотопроцесса могут достигать в поляризации амплитуды $\pm 100\%$, более эффективно проводить с кадрами типа

$$\mathbf{q}' \equiv q'(i, j) = \mathbf{Q}'/\mathbf{I} \text{ и } \mathbf{u}' \equiv u'(i, j) = \mathbf{U}'/\mathbf{I}.$$

Они представляют собой знакопеременные компоненты степени поляризации, такие, что модуль степени поляризации $P = \sqrt{q'^2 + u'^2}$. В отличие от \mathbf{Q}' и \mathbf{U}' градиенты в кадрах \mathbf{q}' и \mathbf{u}' , согласно модельным представлениям [6–7], сравнительно малы. Подчеркнём здесь, что сглаживание кадра \mathbf{P} при наличии шумов всегда приводит к завышенным (смещённым) значениям поляризации. Пространственная структура кадров \mathbf{q}' и \mathbf{u}' существенно упрощается в предположении поляризации коронального излучения за счёт рассеяния на электронах и мелкодисперсном аэрозоле. В этом случае плоскость поляризации всегда перпендикулярна плоскости рассеяния, а в картинной плоскости перпендикулярна радиусу-вектору точки рассеяния. В идеальном случае переход к локальной для каждой точки изображения системе координат, в которой одна из осей всегда направлена к центру Солнца, обращает в ноль радиальную проекцию вектора поляризации, а тангенциальная проекция в этом случае совпадает с модулем вектора поляризации. При наличии шумов измерений, это утверждение верно для математических ожиданий проекций. Сказанное нарушается, если в короне есть области аномальной поляризации [8–9]. Переход к локальным координатам вектора поляризации осуществляется вращением вектора $(\mathbf{q}', \mathbf{u}')$ на угол $2\psi \equiv 2\psi(i, j)$. Легко получить, что $\cos 2\psi = \frac{i^2 - j^2}{\sqrt{i^2 + j^2}}$, $\sin 2\psi = \frac{2ij}{\sqrt{i^2 + j^2}}$. Так, тангенциальный \mathbf{t}' и радиальный \mathbf{r}' кадры получаются из декартовых проекций \mathbf{q}' и \mathbf{u}' преобразованием

$$\begin{pmatrix} \mathbf{t}' \\ \mathbf{r}' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos 2\psi & \sin 2\psi \\ -\sin 2\psi & \cos 2\psi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{q}' \\ \mathbf{u}' \end{pmatrix}.$$

Напомним, что штрихованные величины появились в связи с неопределенностью угла начального положения поляроида α_0 . В предположении, что среднее по короне значение радиальной компоненты поляризации $\langle \mathbf{r} \rangle$ должно равняться нулю, угол α_0 определяется выражением: $\operatorname{tg} 2\alpha_0 = \langle \mathbf{r}' \rangle / \langle \mathbf{t}' \rangle$. Соответствующее вращение кадров $(\mathbf{t}', \mathbf{r}')$ на угол $2\alpha_0$ переводит их в кадры (\mathbf{t}, \mathbf{r}) с нулевым средним по \mathbf{r} . Для вычисления средних $\langle \mathbf{r}' \rangle$ и $\langle \mathbf{t}' \rangle$ в процессе обработки брались только те области изображения короны, для которых плотности в усреднённом кадре \mathbf{D} лежали в интервале $0,2 \div 0,8$. Реальный уровень “поляризационных” шумов в разных зонах короны оценивался по уровню флуктуаций значений радиальной компоненты в кадре \mathbf{r} . Эти флуктуации уверенно коррелировали со значениями плотностей в кадре \mathbf{D} . Для подавления шумов использовалась

параметрическая процедура скользящего сглаживания кадров t и r . При этом каждому пикслю кадров t и r присваивалось среднее из совокупности значений в квадрате из $(2k+1) \times (2k+1)$ пикселей с центром в текущем пикселе. Параметр сглаживания k определялся по значению плотности соответствующего пикселя кадра D , который для этой цели был предварительно сглажен в квадрате $(66'' \times 66'')$. Зависимость параметра сглаживания k от интервала плотности в кадре D устанавливалась эмпирически, с контролем по уровню флуктуаций в кадре r и использовалась следующая параметризация по k :

$$D_{\infty} \leftarrow 1 \rightarrow D_{0,3} \leftarrow 2 \rightarrow D_{0,15} \leftarrow 3 \rightarrow D_{0,10} \leftarrow 5 \rightarrow D_{0,03} \leftarrow 10 \rightarrow D_0.$$

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

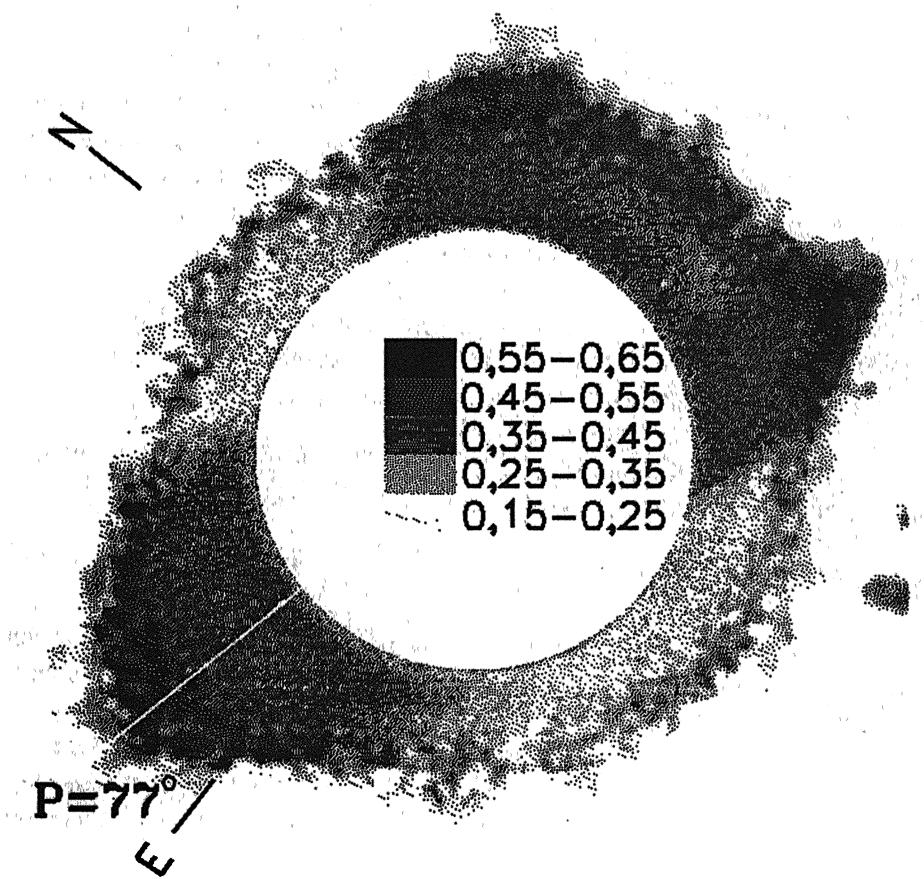


Рис. 1. Распределение степени поляризации в короне 03 ноября 1994 г.

На рис. 1 показано компьютерное полутоновое изображение распределения степени поляризации в короне, напоминающее привычное изображение "белой" короны. Большие корональные стримеры хорошо выде-

лены, в то время как структура полярных лучей практически не просматривается. "Поляризационная" яркость, как и должно быть, минимальна вблизи лимба. С удалением от края диска степень поляризации быстро нарастает до некоторого значения, затем остаётся практически постоянной на расстояниях $(1,2-1,4)R_{\odot}$ и далее возрастает вновь. Периферийные зоны соответствуют областям, где усреднённая по 24 кадрам фотографическая плотность меньше 0,06. Аппроксимация характеристической кривой при плотностях меньше 0,04 является результатом экстраполяции, что приводит к систематической ошибке в степени поляризации не более 5%.

На рис. 2 представлены распределение степени поляризации p , её радиальной проекции r и плотности D с расстоянием для NE стримера ($P = 77^{\circ}$).

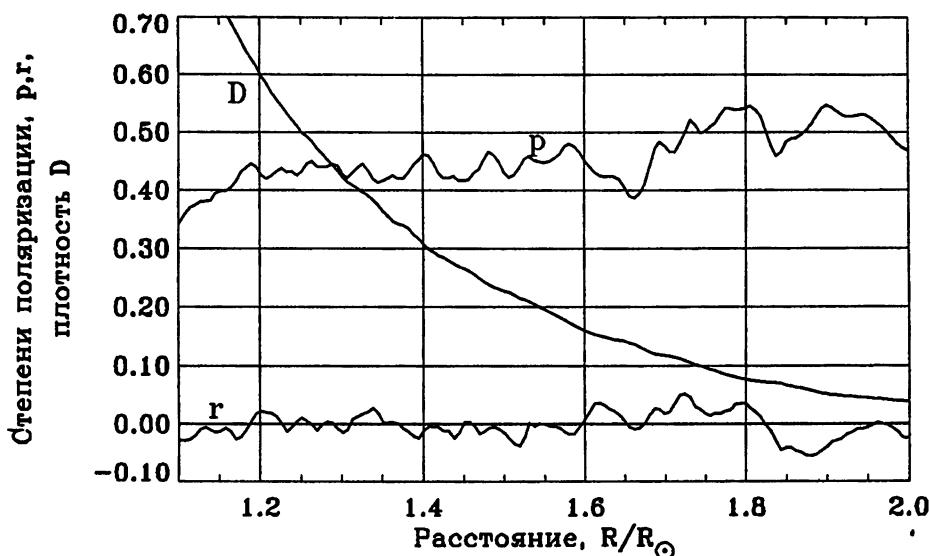


Рис. 2. Распределение степени поляризации p , её радиальной проекции r и плотности D с расстоянием для стримера $P = 77^{\circ}$.

В случае томпсоновского рассеяния плоскость поляризации строго тангенциальна, то есть для каждой точки изображения она перпендикулярна её радиусу-вектору, который берёт начало в центре диска Солнца. Наличие радиальной составляющей, представленной кривой r , в нашем случае обусловлено различного рода ошибками измерений. Флуктуации значений радиальной компоненты характеризуют, как отмечалось выше, реальный уровень поляризационных шумов.

Анализ полученного поляризационного изображения позволяет сделать следующие заключения.

В целом на расстояниях $(1,1-2,0)R_{\odot}$ на гелиографических широтах

$\pm 45^\circ$ не зарегистрирован характерный для модели ван де Хюлста монотонный рост степени поляризации. В области $(1,2-1,4)R_\odot$ степень поляризации практически постоянна, хотя для различных зон она различается в 1,5 и более раза. Так для стримеров экваториальной зоны степень поляризации около 44%, а в полярной зоне — около 28%.

Для суммарного излучения короны в синей и красной областях спектра в пределах 1 ÷ 2% практически не обнаружено различие в степени поляризации полярных стримеров и окружающей короны.

Следует отметить, что процедура обработки обеспечивала, в среднем, точность определения степени поляризации 1-2% при угловом разрешении $\approx 20''$ и плотности более 0,3. Для обеспечения точности 2-3% при плотностях 0,15 ÷ 0,3 процедура сглаживания приводила к ухудшению разрешения до 30''. Соответственно при плотностях < 0,15 сглаживание проводилось для разрешения 40'' ÷ 66'' для достижения точности 3-4%.

Зарегистрированный факт является реальным и требует определённой коррекции модели, которая будет выполнена на следующем этапе. Модельная гипотеза о локальной сферической симметрии для явно структурированных областей внутренней короны на расстояниях $(1,2-1,4)R_\odot$ является весьма грубым приближением.

Разработка и изготовление аппаратуры, экспедиционные расходы, редакция данных финансировались Российским фондом фундаментальных исследований (гранты № 93-02-2876 и № 96-02-17753), Государственной научно-технической программой "Астрономия" (грант № 93-8-229), выполнение наблюдательных программ финансировалось из средств бразильских грантов CNPq 452422/94-9 (Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico) and Of.PRP 191/17094 (Pro-Reitoria de Pesquisa da Universidade de São Paulo).

ЛИТЕРАТУРА

1. Molodensky M. M. // Solar Phys. 1973. V. 28. P. 465.
2. Badalyan O. G., Livshits M. A., and Sykora J. // Solar Physics. 1993. V. 145. P. 279.
3. Кулиджанишвили В. И., Майер А. К., Майер В. К. и Даник С. В. // Солнечные данные. 1993. № 5. С. 69.
4. Кучми С., Молоденский М. М., Никольский Г. М., Филиппов Б. П. // Астрон. журн. 1993. Т. 70. Вып. 3. С. 563.
5. Ким И. С., Бугаенко О. И., Биленко И. А., Гетман Ф. И., Кучми С., Мацуура О. Т. // Солнечные данные. 1997 (в печати).
6. Van de Hulst H. C. and Bull Y. C. // Astron. Inst. Netherl. 1950. V. 11. P. 135.

7. Шкловский И. С. // Физика солнечной короны. — М.: ФМ, 1962. С. 152.
8. Kishonkov A. K. and Molodensky M. M. // Solar Phys. 1975. V. 42. P. 341.
9. Nikolsky G. M., Sazanov A. A., and Kishonkov A. K. // Solar Phys. 1977. V. 53. P. 76.

Государственный
астрономический ин-т
им. П. К. Штернберга, г. Москва,
Россия;
Астрофизический ин-т
Национального центра научных
исследований, Франция;
Ин-т астрономии и геофизики
ун-та Сан Паулу, Бразилия

Поступила в редакцию
15 августа 1996 г.

CORONAGRAPH-POLARIMETER: AN ALGORITHM FOR CREATION THE SOLAR CORONA POLARIZATION IMAGE

*I. S. Kim, O. I. Bougaenko, I. A. Belenko, S. Koutchmy, O. T. Matsuura,
E. Picazzio*

An algorithm for creation the polarization images (distribution on polarization degree) of the white light corona is developed on the basis of the Stokes vector presentation and IDL software applied to statistical data. Preliminary data reduction made through the green filter resulted in the "quasi-white-light" (summary of the blue and red spectral interval emissions) polarization images of the corona of November 03, 1994 at the range $(1.1-2)R_{\odot}$. On the average, no fitting the van de Hulst model has been found in the inner corona. An evident "platéau" in the range of $(1.1-1.4)R_{\odot}$ is noted and mostly can be caused by the actual 3D structure of the inner corona.

УДК 520.24; 523.3-1/8

ПРОБЛЕМА НУЛЕВОГО УРОВНЯ СОЛНЕЧНЫХ МАГНИТОГРАФОВ И НАБЛЮДЕНИЯ КРУПНОМАСШТАБНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

M. Л. Демидов

В работе обсуждаются некоторые аспекты проблемы нулевого уровня солнечных магнитографов, которая является особенно актуальной при наблюдениях крупномасштабных магнитных полей на Солнце. В результате экспериментов, выполненных на телескопе СТОП Саянской солнечной обсерватории (ССО), показано, что помимо ошибок калибровки анализатора поляризации и фокусировки спектрографа, наличия линейной поляризации света (эти механизмы были известны ранее [5]), к появлению "ложных" сигналов магнитографа приводят поляризационные эффекты в оптических деталях телескопа, предшествующих анализатору поляризации (зеркала целостата и объектив) и aberrационные погрешности спектрографа. Отмечаются недостатки метода контроля нулевого уровня по немагнитной линии $\lambda 512,37$ нм FeI. Выполнено сопоставление наблюдений общего магнитного поля Солнца в ССО и в СОУ (Солнечная обсерватория им. Дж. Уилкокса, Станфорд, США) — обсерваториях, использующих различные методы контроля нулевого уровня.

1. ВВЕДЕНИЕ

Отличительной особенностью наблюдений крупномасштабных магнитных полей (КМП) на Солнце (которые обычно выполняются в линии $\lambda 525,02$ нм FeI) является малая амплитуда измеряемых напряжённостей — порядка нескольких сотен μT для фоновых магнитных полей (ФМП) и лишь десятков μT для общего магнитного поля (ОМП) Солнца, т.е. Солнца как звезды. Регистрация столь слабых полей соответствует измерениям степени круговой поляризации на уровне $10^{-2} - 10^{-4}$. При этом, наряду с задачей обеспечения максимально больших световых потоков, для получения необходимой фотометрической точности, на первый план выходят разнообразные методические и инструментальные проблемы. Наиболее отчётливо эти проблемы проявляются в том, что сигнал магнитографа часто оказывается отличным от нуля — и порой весьма значительно — даже при наблюдениях в немагнитных линиях, например, в линии $\lambda 512,37$ нм FeI. Наличие такого явления поднимает вопрос об общей достоверности магнитографических измерений и составляет сущность так называемой проблемы нулевого уровня.

Хотя, в принципе, возможно существование механизмов, способных приводить к появлению фиктивного сигнала напряжённости даже в непрерывном спектре, реальное значение имеют только те механизмы, которые синхронно с работой анализатора поляризации (АП) приводят к изменению длины волны спектральных линий, регистрируемому магнитографом как проявление зеемановского расщепления. Это заставляет относиться к методу контроля нулевого уровня по записям с выключенным АП [1, 2] как к практически несостоительному. По этой же причине следует признать более надёжными (со своими, конечно, недостатками) два других применяющихся в настоящее время метода контроля — по немагнитной линии [3–5] и с использованием полуволновой фазовой пластиинки [6].

Комплекс основных вопросов, касающихся проблемы нулевого уровня, впервые был достаточно подробно исследован Дюваллом [5] применительно к магнитографу Солнечной обсерватории им. Дж. Уилкокса (СОУ) в Станфорде. Помимо выполнения специальных экспериментов (в немагнитной линии $\lambda 512,37$ нм FeI) и проведения аналитических расчётов им было установлено, что величина смещения нулевого уровня ΔS_0 может быть приближенно представлена формулой:

$$\Delta S_0 = K U F Q, \quad (1)$$

где K — некоторый численный коэффициент; U — параметр Стокса, описывающий линейную поляризацию света (в направлении одной из на-ведённых осей электрооптического кристалла (ЭОК) АП), F — величина смещения выходных щелей фотометра от положения, соответствующего точному фокусу (расфокусировка спектрографа), Q — угол наклона ЭОК (его оси Z) к пучку падающего на него света.

Согласно этой формуле при точной фокусировке ($F = 0$) сдвиг нулевого уровня должен полностью отсутствовать. В действительности, однако, всё оказывается гораздо сложней. Осуществив прецизионную юстировку спектрографа, в Станфорде добились значительного уменьшения смещений нулевого уровня, но полностью их устраниТЬ не удалось ни в наблюдениях ОМП, ни в наблюдениях ФМП. Документальным свидетельством этого применительно к наблюдениям ОМП Солнца сравнительно недавнего времени является рис. 1. Видно, что в СОУ смещения нулевого уровня обычно меньше $25 \mu\text{T}$. Представление о величинах смещений нулевого уровня, с которыми приходится иметь дело при измерениях ОМП Солнца на СТОП (где ΔS_0 определяется как полусумма значений напряжённости, измеренных с полуволновой фазовой пластиинкой, введённой в пучок света перед целостатом, и без неё), даёт рис. 2. Легко видеть, что смещения нулевого уровня на СТОП, как правило, больше чем в Станфорде (но сопоставимы с теми, которые имеют место в Крыму (Котов, частное сообщение)).

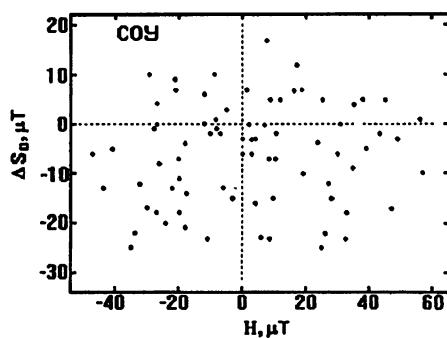


Рис. 1. Сопоставление величин смещения нулевого уровня ΔS_0 , измеренных в линии λ 512,37 нм FeI, со значениями напряжённости при наблюдениях ОМП Солнца в Станфорде (СОУ) в декабре 1993 г. (данные в другие интервалы времени имеют аналогичный характер).

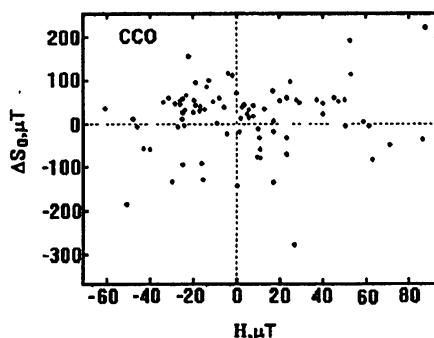


Рис. 2. Сопоставление величин смещения нулевого уровня ΔS_0 , измеренных с использованием $\lambda/2$ фазовой пластинки, со значениями напряжённости при наблюдениях ОМП Солнца в Саянской обсерватории (ССО) в 1993 году.

Таким образом, практика наблюдений магнитных полей на разных обсерваториях показывает, что несмотря на тщательную юстировку спектрографов и анализаторов поляризации, полностью устранить проблему нулевого уровня не удается. Очевидно, существуют иные механизмы, которые оказывают существенное влияние (разное для разных инструментов) на формирование "ложных" сигналов магнитографов.

2. О РОЛИ ОБЪЕКТИВА И АБЕРРАЦИЙ СПЕКТРОГРАФА В ПРОБЛЕМЕ НУЛЕВОГО УРОВНЯ

Следует отметить, что при экспериментальном исследовании проблемы нулевого уровня использование поляризаторов (как это сделано в [5]) нельзя считать безупречным, поскольку внесение их в пучок света делает условия измерений весьма далекими от тех, которые имеют место в реальных наблюдениях. Поэтому на СТОП для целей изучения влияния на положение нулевого уровня ориентации линейной поляризации было решено использовать не поляризатор, а полуволновую $\lambda/2$ фазовую пластинку (поскольку свет от зеркал целостата частично линейно поляризован практически всегда [7]). Ввод такой пластиинки в пучок света меняет знак циркулярной поляризации на противоположный, а поворот пластиинки на угол α вызывает поворот азимута линейной поляризации на двойной угол 2α .

С целью конкретизации вклада различных элементов телескопа в образование смещения нулевого уровня, $\lambda/2$ пластиинка помещалась в различные участки оптической схемы телескопа. При этом оказалось, что вра-

щение пластиинки перед целостатом практически не сказывается на положении нулевого уровня. Установка же и вращение пластины после целостата приводит, как видно из рис. 3, к резкому изменению сигнала магнитографа, вплоть до изменения знака. Причём характер изменения ΔS_0 при вращении пластиинки сильно зависит от того, находится ли она перед объективом или после него. Такие результаты указывают на то, что основным источником образования смещения нулевого уровня является, по-видимому, объектив СТОП, и что он обладает определёнными поляризационными свойствами. Косвенным подтверждением этого является также тот факт, что при диафрагмировании объектива сдвиг нулевого уровня резко уменьшается.

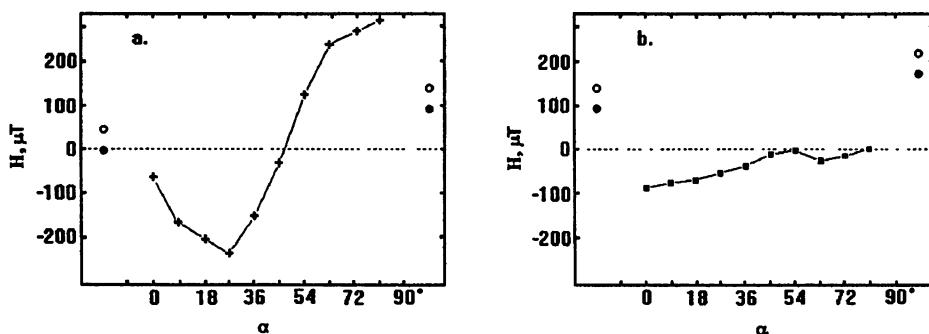


Рис. 3. Вариации сигнала магнитографа СТОП при вращении $\lambda/2$ фазовой пластиинки перед линзовым объективом (а) и после него (б). Сплошные кружочки в начале и в конце каждой записи показывают измерения ОМП при $\lambda/2$ пластиинке, установленной перед целостатом, а незаполненные кружочки соответствуют измерениям вообще без пластиинки.

Действительно, измерения на круговом полярископе показали, что объектив обладает двупреломлением: относительно небольшим в центральной зоне, но весьма значительным на краях — до 25 градусов для длины волны $\lambda = 632,8$ нм, в которой проводились измерения. (Для сравнения отметим, что двупреломление на краях входного окна телескопа БСВТ [8] достигает 80 градусов). Причём оказалось, что распределение величины двупреломления и карта изоклин заметно несимметричны. В совокупности с неизбежной линейной поляризацией света от зеркал целостата (которая тоже может обладать пространственной неоднородностью), это приводит к значительной асимметрии распределения яркости по апертуре пучка после прохождения света через анализатор поляризации.

Естественно, это приводит к далеко идущим последствиям. Можно сделать оценку, что если яркость на диаметрально противоположных краях объектива отличается всего на 0,5 процента (например, если величины двупреломления в соответствующих точках составляют 23 и 20 граду-

сов, что близко соответствует реальной ситуации), и если этот диаметр перпендикулярен оси вращения Солнца, то в два такта работы модулятора "эффективная" длина волны среднего контура спектральной линии от этих участков будет отличаться на $1,7 \times 10^{-5}$ нм, что соответствует скорости ≈ 10 м/с или зеемановскому расщеплению ($2\Delta\lambda_h$ для $\lambda = 525,02$ нм FeI) в магнитном поле напряжённостью ≈ 200 μ T. Таким образом, из-за больших градиентов лучевых скоростей по полю зрения, вызванных вращением Солнца и лимбовым красным смещением, в схеме измерений ОМП достаточно большие смещения нулевого уровня могут быть обусловлены уже только асимметрией двупреломления объектива (входного окна телескопа в общем случае).

Однако только к такому эффекту проблема нулевого уровня, конечно, не сводится. Иначе мы не имели бы тех весьма значительных смещений нулевого уровня, которые наблюдаются при измерениях с более высоким угловым разрешением (в частности, при измерениях ФМП) и при наблюдениях ОМП вообще без объектива, например, в Крыму и в отдельных экспериментах, проведённых автором на СТОП. Очевидно, что в этих случаях положение нулевого уровня дополнительно зависит от других механизмов, связанных с особенностями работы модулятора и оптическими свойствами спектрографа.

Как отмечалось выше, положение нулевого уровня наиболее чувствительно к фокусировке спектрографа. При расфокусировке спектрографа изображение точки превращается в некоторое " пятно" конечных размеров. При радиусе " пятна" r мм и поперечном градиенте яркости ∇ относительные изменения центра тяжести " пятна" при изменении знака градиента составят $\Delta x = 2 \cdot \nabla \cdot r / 3$. Например, при $r = 0,04$ мм (что для спектрографа СТОП, двухлинзовый объектив которого имеет диаметр 19 см и фокусное расстояние 500 см, соответствует расфокусировке всего на 2 мм) и 1-процентном градиенте яркости изменение центра тяжести составит 26×10^{-5} мм, что при дисперсии 0,04 нм/мм (как на СТОП) соответствует $10,4 \times 10^{-6}$ нм. Для линии $\lambda = 525,02$ нм FeI такая разность длин волн соответствует лучевой скорости 6 м/с или зеемановскому расщеплению ($2\Delta\lambda_h$) в магнитном поле напряженностью 135 μ T. Понятно поэтому, что любые искажения изображения точки крайне нежелательны.

Но на практике, помимо дефокусировки, существуют ещё и другие факторы, приводящие к таким искажениям: дифракция света, aberrации и т.д. Поэтому важно произвести точные расчёты функций замыкания изображения точки для конкретных схем спектрографов. Применительно к спектрографу СТОП это было сделано с использованием пакета программ DEMOS, разработанного в ГОИ. При этом обнаружено, что даже небольшая непараллельность лучей в спектрографе (для СТОП угловая апертура составляет ≈ 2 градуса) приводит к заметным эффектам при внесении в пучок света плоскопараллельных пластинок, поскольку они в этом случае

являются источниками сферической aberrации [9]. Это следует рассматривать как веский довод против применения в спектрографах других оптических деталей, кроме дифракционной решётки и объектива. Такова конструкция спектрографа в СОУ, и представляется вероятным, что в том числе по этой причине там имеют место гораздо меньшие смещения нулевого уровня.

Кроме того, оказалось, что функции замыкания точки, построенные для $\lambda = 525,02$ нм и $\lambda = 512,37$ нм, заметно отличаются. Такой результат ведёт к далеко идущим последствиям, поскольку означает, что наблюдения в рабочей линии и контроль нулевого уровня по немагнитной линии выполняются, вообще говоря, в различных условиях. Данный недостаток усугубляется различиями в характере вариаций контуров линий по диску Солнца [10]. В совокупности эти факты означают, что величины "ложных" сигналов магнитографа при наблюдениях в этих линиях могут отличаться. Действительно, специально выполненные на СТОП наблюдения ОМП и ФМП показали, что различие между результатами при контроле нулевого уровня по немагнитной линии $\lambda = 512,37$ нм FeI с использованием полуволновой пластинки может составлять $100 \mu\text{T}$ и более.

Естественно, вышеупомянутые результаты с неизбежностью ставят вопрос о том, как соотносятся между собой наблюдения магнитных полей на разных обсерваториях, применяющих различные методы контроля нулевого уровня. С этой целью на рис. 4 приведено сопоставление наблюдений ОМП в Саянской и в Станфордской обсерваториях для 53 дней в 1993 году и 95 дней в 1994 году. Несмотря на достаточно большой разброс отдельных точек, коэффициенты корреляции массивов весьма высоки ($0,83$ для 1993 г. и $0,87$ для 1994 г.), а уравнения линейной регрессии имеют вид:

$$H_{\text{СОУ}} = -13,9(\pm 2,8) + 0,87(\pm 0,08) \cdot H_{\text{ССО}} \quad \text{для 1993 г.} \quad (2)$$

$$H_{\text{СОУ}} = -7,3(\pm 1,8) + 0,85(\pm 0,05) \cdot H_{\text{ССО}} \quad \text{для 1994 г.} \quad (3)$$

Таким образом, можно сказать, что в целом согласие Саянских и Станфордских измерений ОМП вполне удовлетворительное. По крайней мере, намного лучше, чем получалось ранее в некоторых работах при анализе как прежних Саянских данных [6] (изменение ситуации вызвано произведённой в 1991–1992 гг. реконструкцией СТОП), так и данных других обсерваторий [11]. Это означает, что различие методов контроля нулевого уровня в ССО и СОУ не приводит к существенным различиям данных. Тем не менее, следует признать, что, по-видимому, именно это обстоятельство, наряду с различием поляризационных характеристик объективов и вообще инструментальных весовых функций, является источником довольно существенных расхождений, имеющих место в отдельные дни.

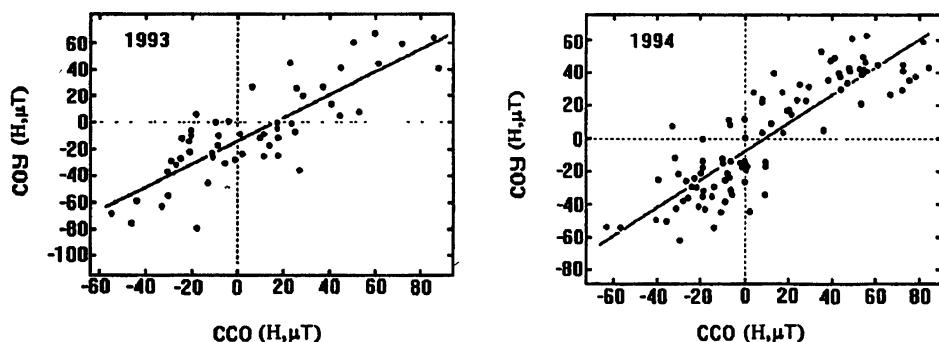


Рис. 4. Сопоставление наблюдений ОМП Солнца в Станфордской (СОУ) и в Саянской (ССО) обсерваториях в 1993 г. и в 1994 г. (см. текст).

3. ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в настоящей работе показано, что для проблемы нулевого уровня солнечных магнитографов весьма существенными (помимо отмеченных впервые Дюваллом [5]) являются следующие факторы. Это, во-первых, двупреломление объектива (остаточное или возникающее вследствие гравитационных и тепловых нагрузок при наблюдениях) или, в более широком контексте, поляризационные характеристики входного окна телескопа. Во-вторых, это aberrационные погрешности спектрографа. К сожалению, автору пока не известны данные о величинах двупреломления объективов на телескопах других обсерваторий, выполняющих магнитографические измерения [2, 4, 12]. Однако не исключено, что в том числе именно поляризационные эффекты на их объективах являются источниками возникновения ложных сигналов соответствующих магнитографов. Подробное обсуждение причин деформаций оптических элементов солнечных телескопов и вызванных ими поляризационных эффектов даётся в [13, 14].

Исходя из вышесказанного, формула Дювалла для смещения нулевого уровня магнитографа может быть модифицирована и представлена в следующем более обобщенном виде:

$$\Delta S_0 \sim K_1 \cdot \Delta A \cdot Q \cdot U + H' + R, \quad (4)$$

где K_1 — некоторый численный коэффициент, ΔA — размер (в направлении дисперсии) в плоскости выходных щелей спектрографа изображения "точки", размытой расфокусировкой спектрографа и оптическими аберрациями спектрографа; Q и U имеют тот же смысл, что в уравнении (1), H' — величина сдвига нулевого уровня, обусловленная эффектами входного окна; R — некоторые остаточные сдвиги, природа которых пока не ясна и которые могут быть связаны с погрешностями работы анализатора поляризации.

На практике полностью устраниить причины, приводящие к смещению нулевого уровня пока не представляется возможным. Хотя бы уже потому, что неоднородности оптических свойств деталей телескопа на уровне $10^{-2} - 10^{-4}$ являются неизбежными [15, 16]. Поэтому неизбежным в настоящее время является и контроль за положением нулевого уровня магнитографов во время наблюдений. Возникающий при этом естественный вопрос о том, какой из существующих способов контроля более надежен и предпочтителен, требует отдельного, более тщательного анализа (как и ряд многих других вопросов, оставшихся за рамками настоящей статьи). Тем ни менее некоторые предварительные соображения позволяют считать метод контроля нулевого уровня с использованием полуволновой фазовой пластинки более предпочтительным.

В заключение автор благодарит В. М. Григорьева и В. А. Котова (Крымская обсерватория) за обсуждение отдельных вопросов данной работы, С. Чупракова (ИСЗФ СО РАН) за консультации по работе с пакетом программ DEMOS и Ф. Шеррера (СОУ) за любезное предоставление оригинальных Станфордских наблюдений ОМП Солнца и возможность их использования в данной работе.

Результаты, изложенные в данной работе, были получены частично благодаря поддержке Международного научного фонда (Грант NN3000) и Российского Фонда Фундаментальных Исследований (Грант 96-02-16638).

ЛИТЕРАТУРА

1. Scherrer P. H. A Study of the Mean Solar Magnetic Field. — Ph. D. Dissertation, SUIPR Report No. 554, 1973.
2. Howard R., Boyden J. E., Brunning D. H., Clark M. K., Crist H. W., and LaBonte B. J. // Solar Phys., 1983. V. 87. P. 195.
3. Severny A. // Nature, 1969. V. 224. P. 53.
4. Scherrer P. H., Wilcox J. M., Svalgaard L., Duvall T. L., Dittmer P. H., and Gustafson E. K. // Solar Phys., 1977. V. 54. P. 353.
5. Duvall T. L. A Study of Large-Scale Solar Magnetic and Velocity Fields. — Ph. D. Dissertation, SUIPR Report No. 724, 1977.
6. Grigoryev V. M., Demidov M. L. // Solar Phys., 1987. V. 114. P. 147.
7. Демидов М. Л. // Кинематика и физика небесных тел, 1991. Т. 7. № 6. С. 62.
8. Скоморовский В. И. // Исслед. геомагн. аэрон. физике Солнца, 1991. Вып. 95. С. 97.
9. Михельсон Н. Н. Оптические Телескопы. Теория и Конструкция. — М.: Наука, 1976. — 510 с.
10. Balthasar H. // Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 1988. V. 72. P. 473.

11. Котов В. А., Северный А. Б. Общее магнитное поле Солнца как звезды. Каталог 1968-1976. — Материалы Международного центра данных Б. — М., 1983. — 24 с.
12. Mickey D. L. // Solar Phys., 1985. V. 97. P. 223.
13. Bernet G. // JOSO Annual Report. 1979. P. 147.
14. Owner-Petersen M. On the Polarization Effects of Stress Induced Birefringence in the Entrance Window of Solar Telescopes. — LEST Foundation Technical Report No. 49, 1991. E.R.//Nature. 1987.V.326.P.270.
15. Sanchez Almeida J., Martinez Pillet V. // Astron. Astrophys. 1992. V. 260. P. 543.
16. Stenflo J. O. Solar Magnetic Fields. Polarized Radiation Diagnostics. — Kluwer Academic Publishers, 1994. — 385 p.

Институт солнечно-земной
физики СО РАН, г. Иркутск,
Россия

Поступила в редакцию
3 апреля 1996 г.

THE ZERO LEVEL PROBLEM OF SOLAR MAGNETOGRAPH AND OBSERVATIONS OF LARGE-SCALE MAGNETIC FIELDS

M. L. Demidov

This paper discusses some aspects of the zero level problem of solar magnetographs which is especially important for observations of the large-scale magnetic fields on the Sun. As a result of the experiments conducted at the STOP telescope of the Sayan Solar observatory (SSO) it was shown, that in addition to adjustment errors of the polarization analyzer and the spectrograph's focusing, and the presence of a linear polarization of the light (these mechanisms were known previously [5]), 'spurious' signals of the magnetograph are brought about by polarization effects in optical details preceding the polarization analyzer (coelastat's mirrors and the objective) and aberration errors of the spectrograph. Disadvantages of the method of monitoring the zero level from nonmagnetic line λ 512.37 nm FeI are pointed out. A correlation was made between observations of the Solar mean magnetic field at the SSO and WSO (Wilcox Solar Observatory, Stanford, USA) — the observatories, which use the different methods of zero level monitoring.

УДК 520.24

МЕТОД БИХРОМАТИЧЕСКОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ В ИССЛЕДОВАНИЯХ СОЛНЦА

B. M. Григорьев, Н. И. Кобанов

В работе сформулирована основная концепция метода бихроматического изображения. Проанализированы конкретные примеры его использования для исследования характеристик солнечной плазмы, с указанием преимуществ и недостатков. Изложены специальные требования к спектральному прибору, которые могут быть сведены к следующим: а) наличие двух близкорасположенных идентичных полос пропускания; б) условие взаимной ортогональности поляризации света, прошедшего через соседние полосы; в) возможность управления положением полос относительно друг друга. Рассмотрены варианты возможной реализации метода с использованием интерферометров Фабри-Перо (ИФП) и магнитооптических фильтров (МОФ) для измерения продольной напряженности магнитного поля и поля интенсивности. Предложена новая схема фильтрового магнитографа на основе МОФ с объединением двух оптических резонансных ячеек в одну.

1. ВВЕДЕНИЕ

В данной работе авторы обращают внимание на то, что некоторые, на первый взгляд совершенно различные, методы измерения магнитного поля имеют общую основу, которую можно определить как использование двухполосной спектральной фильтрации. Вначале условимся, что мы понимаем под термином двухполосная спектральная фильтрация. Здесь и далее мы имеем в виду возможность получения одного изображения объекта одновременно в двух спектральных полосах λ_1 и λ_2 без какого-либо пространственного разделения на два изображения. Для краткости такое изображение будем называть "бихроматическим", а сам метод — методом бихроматического изображения. Далее мы намерены обсудить преимущества и недостатки, которые появляются при использовании этого метода, например, для получения магнитограмм продольного магнитного поля или для измерения других параметров.

Уже с появлением первых магнитографов, для измерения напряженности магнитного поля и лучевой скорости стали использовать оба крыла спектральной линии. Измерения интенсивности в красном и синем крыльях спектральной линии выполнялись двумя способами: либо одновременно с помощью двух фотоприемников, либо поочередно с помощью одного [1, 2]. Таким образом измерения в каждой из спектральных полос

разделялись либо в пространстве, либо во времени. Эти признаки характерны не только для большинства одноканальных магнитографов, но и для многоканальных и фильтровых приборов. Последние получают все большее распространение для исследования пространственных и временных характеристик магнитного поля, лучевой скорости, интенсивности. В 1971 году появилось остроумное предложение Рамсея, в котором для измерения $H_{||}$ использовался интерференционно-поляризационный фильтр в режиме двухполосного пропускания. Две полосы создавались благодаря удалению входного поляроида в фильтре Лио [3]. Пятью годами раньше Дубов [16] предлагал использовать интерференционно-поляризационные фильтры в двухполосном режиме для регистрации фильтограмм интенсивности. В дальнейшем китайские исследователи применили идею Рамсея для получения двух полос в интерференционно-поляризационном фильтре, предназначенном для измерения всех параметров Стокса [4]. Интересно заметить, что в 1971 году в СиБИЗМИР с участием авторов был предложен новый способ измерения $H_{||}$ без попаренного гашения зеемановских компонент расщепления и с помощью одного фотоприемника [5]. По существу это была идея метода бихроматического изображения, но реализованная для дифракционного спектрографа. Справедливо ради заметим, что в то время авторам не приходила мысль об этой аналогии и статья Рамсея не привлекла их внимания. Несколько позднее этот принцип был использован в дифференциальных измерениях лучевой скорости [17] и для исследования $\partial I / \partial \lambda$ профилей спектральных линий [18]. Цель работы — на основе анализа двух частных технических решений создать концепцию метода и рассмотреть возможность применения его с различными спектральными приборами.

2. ОСОБЕННОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МЕТОДА БИХРОМАТИЧЕСКОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СОЛНЦА

В экспериментальных исследованиях солнечных явлений широкое распространение получили фильтограммы и спектрограммы, представляющие собой изображение солнечной поверхности в узкой спектральной полосе, обычно соответствующей избранному участку профиля спектральной линии. В ряде случаев требуется точная информация о распределении яркости, но при получении фильтограммы в одном крыле линии поле яркости будет искажено полем лучевой скорости. Для того, чтобы отделить один параметр от другого, необходимо получить еще одну фильтограмму в другом крыле, а затем произвести сложение для получения фильтограммы яркости и вычитание для получения допплерограммы. При этом неизбежны погрешности, связанные с техническим осуществлением этих операций. Кроме того, в этом случае возрастают влияние ат-

мосферных нестабильностей, а участки изображения с быстрыми изменениями лучевой скорости также внесут свой вклад в погрешность измерений. Если же использовать режим бихроматического изображения, то можно сразу же в одном кадре получить фильтрограмму яркости без искажений, вызванных допплеровской скоростью. Рис. 1а иллюстрирует это утверждение, показывая, что при смещении спектральной линии относительно полос фильтра, увеличение интенсивности в красном крыле компенсируется уменьшением ее в синем крыле. Разумеется это справедливо при слабой и умеренной асимметрии контура линии. При этом следует учесть, что интенсивность удваивается, следовательно возрастает отношение сигнал/шум и можно еще уменьшить время экспозиции. Исчезают погрешности, связанные с выполнением операции суммирования двух кадров, уменьшается влияние атмосферных нестабильностей. К сожалению при этом теряется информация о лучевой скорости. Имеется, однако, возможность объединить достоинства обоих вариантов. Для этого надо получить один кадр бихроматического изображения $(I_B + I_R)$ и один кадр монохроматического изображения I_B или I_R . В этом случае последующее вычитание из первого удвоенного второго и деление на первое дает $(I_B - I_R) / (I_B + I_R)$ т.е. лучевую скорость. В итоге два кадра и операции вычитания, деления обеспечивают получение обычной допплерограммы и высококачественной фильтрограммы яркости с удвоением света. Подчеркнем, что процедура получения допплерограммы в точности такая как обычно.

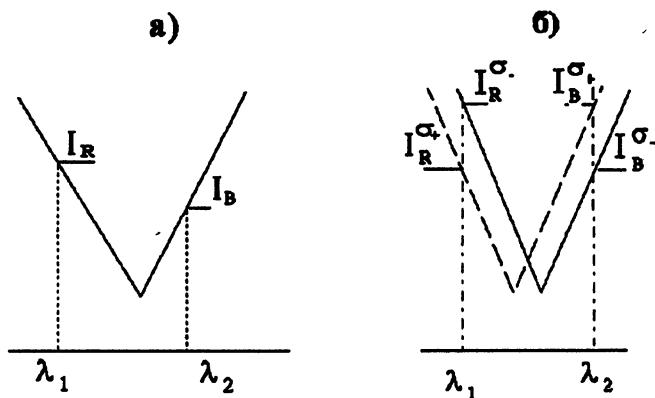


Рис. 1. Принцип измерения сигнала в режиме бихроматического изображения:
а) для фильтрограммы интенсивности; б) для магнитограммы.

Рассмотрим далее, как работает метод бихроматического изображения при измерении зеемановского расщепления линии. В частности, из рис. 1б следует, что при этом прибор должен функционировать таким образом, чтобы в одну фазу модуляции проходил свет интенсивностью $I_1 = I_B^{\sigma+} + I_R^{\sigma-}$, а в другую $I_2 = I_B^{\sigma+} + I_R^{\sigma+}$. Здесь $\sigma+$, $\sigma-$ — противопо-

ложно поляризованные зеемановские компоненты. В фильтровом магнитографе Рамсея [3] перед фильтром установлен модулятор $\pm\lambda/4$, а в самой толстой (наиболее узкополосной) ячейке фильтра удален входной поляризатор. В одной полосе (λ_1) фильтр пропускает горизонтально поляризованный входной свет, а в другой (λ_2) — вертикально поляризованный. Поляризация обоих лучей на выходе ячейки одинаковая. Таким образом достигается нужный режим работы.

Принцип действия спектрографического аналога такого прибора, независимо разработанного в СиБИЗМИР [5], поясняется рис. 2. Непосредственно за входной щелью спектрографа установлены электрооптический модулятор $\pm\lambda/4$ и поляризационный дефлектор Д. Дефлектор и модулятор юстируются таким образом, чтобы одна из компонент отклонялась вдоль дисперсии вправо, а другая — влево. Величину отклонения поляризованных лучей задают приблизительно равной полуширине контура спектральной линии. Выходная щель спектрографа располагается в середине между расщепленными спектральными компонентами. Из рис. 2 видно, что при работе модулятора интенсивность света, прошедшего выходную щель, меняется в соответствии с модуляцией от $I_1 = I_B^{\sigma-} + I_R^{\sigma+}$ до $I_2 = I_B^{\sigma+} + I_R^{\sigma-}$. Поляризационный дефлектор выполняется из одной или двух пластин кальцита. Если поляризация одного из лучей на выходе дефлектора перпендикулярна направлению штрихов дифракционной решетки, то такой дефлектор следует дополнить $\lambda/4$ -пластинкой для того, чтобы преобразовать поляризацию в циркулярную и избежать неодинакового воздействия решетки на интенсивность лучей. Известна также конструкция дефлектора, у которого поляризация лучей составляет 45° с направлением дисперсии.

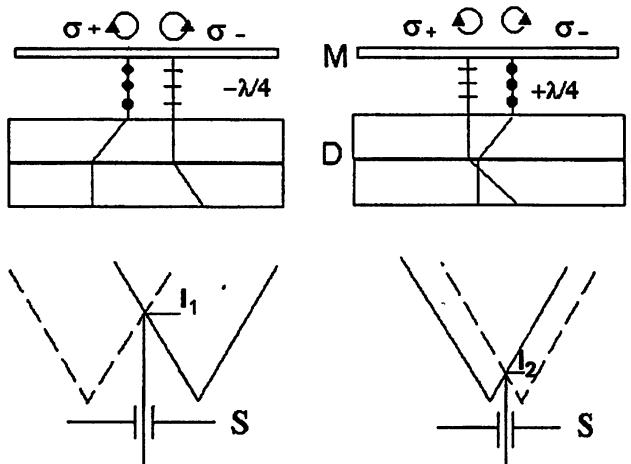


Рис. 2. Принцип работы магнитографа СиБИЗМИР [5] в режиме бихроматичного изображения: D — дефлектор; M — электрооптический модулятор.

Итак, мы рассмотрели два существенно разных примера, иллюстрирующих возможности метода бихроматического изображения. В связи с современной тенденцией развития фильтровых магнитографов на основе интерферометров Фабри-Перо и резонансных ячеек с парами металлов, представляется интересным рассмотреть перспективы применения метода бихроматического изображения в подобных приборах. Сначала сформулируем основные требования, которые эта задача предъявляет к применяемым фильтрам. При этом будем основываться на уже рассмотренных примерах, выделяя их общие свойства. Эти требования можно свести к трем основным.

- Фильтр должен обеспечить создание одного изображения одновременно в двух спектральных полосах.
- Каждая из спектральных полос должна пропускать свет лишь определенной поляризации, так как только в этом случае появляется возможность модуляции сигнала.
- И, наконец, должна иметься возможность менять положение полос, сближая и удаляя их друг от друга по мере необходимости.

3. АНАЛИЗ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ИФП И МОФ В КАЧЕСТВЕ ФИЛЬТРОВ БИХРОМАТИЧЕСКОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ

Интерферометры Фабри-Перо (ИФП) наиболее привлекательны для создания фильтровых магнитографов в силу своей компактности [6, 7]. В случае твердого эталона Фабри-Перо справедливо соотношение

$$\lambda = \frac{2d}{N} \sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi}, \quad (1)$$

где λ — длина волны, соответствующая середине полосы пропускания; n — коэффициент преломления материала эталона; N — порядок интерференции; d — толщина эталона; φ — угол между приходящими лучами и нормалью к поверхности эталона. Как следует из выражения (1) положение полосы пропускания эталона зависит от нескольких факторов. Из них наиболее подходящими для управления являются угол φ и коэффициент преломления n . Таким образом можно создать фильтр бихроматического изображения на базе эталона? Возможность первая появляется, если входной световой пучок разделить на два с помощью призмы из двулучепреломляющего материала, сконструированной так, что луч одной поляризации выходит из призмы под малым углом к лучу другой поляризации. Заметим, что угловой ход лучей, прошедших фильтр, легко восстановить с помощью идентичной поляризационной призмы, соответственно ориентированной и проблем с двоением изображения не возникнет. Для относительного смещения полос порядка 100 м \AA достаточно, чтобы этот угол был около 1°. В этом случае наклоном эталона можно

менять относительное смещение полос пропускания $\Delta\lambda_r$, в довольно широких пределах. Можно добиться, например, чтобы оба луча пропускались в одной спектральной полосе ($\Delta\lambda_r=0$, если $\varphi_1 = \varphi_2$), или можно поменять положение полос пропускания на обратное. Заклоном эталона часто пользуются также для точной настройки на нужную длину волны, создавая квазистоянное смещение. Поэтому для того, чтобы удобней было оценивать модуляцию положения полосы уже заклоненного эталона, преобразуем выражение (1) к более удобному виду. Дифференцируя (1) по φ получаем

$$\Delta\lambda = -\frac{\lambda \sin \varphi \cos \varphi}{n^2 - \sin^2 \varphi} \cdot \Delta\varphi. \quad (2)$$

При малых φ , $\cos \varphi \approx 1$, $\sin \varphi \approx \varphi$ выражение (2) принимает вид

$$\Delta\lambda = -\frac{\lambda}{n^2} \varphi \cdot \Delta\varphi. \quad (3)$$

Для случая с двумя лучами $\Delta\lambda = \Delta\lambda_r$, $\Delta\varphi$ есть угол между лучами, а φ — угол между нормалью к эталону и биссектрисой угла, образованного двумя лучами. Выражение (3) удобно для непосредственного расчета $\Delta\lambda_r$. Другая возможность для создания двухполосных фильтров появляется, если использовать управление коэффициентом преломления некоторых кристаллов, пригодных для изготовления ИФП. Возможности применения пластин ниобата лития в качестве перестраиваемого эталона Фабри-Перо рассмотрены в работах Раста и Боначини [7, 8]. Для перестраиваемых ИФП используют пластины ниобата лития как Z-среза, так и Y-среза. Последние даже без приложенного напряжения пропускают свет в двух спектрально разделенных и ортогонально поляризованных лучах [8], т.е. удовлетворяют двум основным требованиям к фильтрам бихроматического изображения, сформулированным выше. Индекс преломления необыкновенного луча n_e слабо зависит от приложенного к эталону напряжения, а индекс преломления обыкновенного луча n_o связан с напряжением линейной зависимостью. Благодаря этому становится возможным при фиксированном положении одной спектральной полосы, менять положение другой нужным образом. Однако непосредственное применение такого кристалла для нашей задачи осложнено тем, что при отсутствии напряжения $\Delta\lambda$, значительно превосходит нужные нам величины. Для компенсации этого смещения следует прикладывать к этому достаточно высокое постоянное напряжение, что в свою очередь вызовет заметный пьезоэлектрический эффект, который необходимо учитывать.

Рассмотрим далее какие возможности предоставляют нам магнитооптические фильтры (МОФ). Известно [9–12], что будучи помещены в продольное магнитное поле ячейки с парами некоторых металлов обладают тремя замечательными свойствами:

— ячейка поглощает свет с правой циркулярной поляризацией на длине волны λ_1 , и с левой на λ_2 , т.е. ведет себя как два узкополосных циркулярных поляризатора;

— на длинах волн λ_1 и λ_2 ячейка обладает свойствами фазовой пластины;

— $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$ зависит не только от H , но и от плотности паров в ячейке, задаваемой током испарителя [12].

Для получения бихроматического изображения достаточно ячейку поместить между двумя скрещенными поляризаторами. На выход ячейки в этом случае пройдет линейно поляризованный свет в двух спектральных полосах, соответствующих λ_1 и λ_2 . Если впереди установить точно такую же ячейку, но без поляризаторов и с модулятором $0-\lambda/2$ на входе, то получится прибор для измерения продольной напряженности магнитного поля, рис. 3а. Рассмотрим далее как изменяются поляризация и интенсивность светового потока от входа к выходу. Пусть начальной фазе модулятора соответствует состояние поляризации компонент Зеемановского расщепления, изображенное на рис. 4. Тогда через первую ячейку на длине волны λ_1 пройдет правоциркулярно поляризованный свет от левого крыла $\sigma+$ компоненты, а на длине волны λ_2 — левоциркулярно поляризованный свет от правого крыла σ -компоненты. На других длинах волн поляризация и интенсивность останутся без изменений. При прохождении первого поляризатора интенсивность на всех длинах волн уменьшится вдвое, а поляризация станет вертикальной. Во второй ячейке на длинах волн λ_1 , λ_2 пройдет свет циркулярной поляризации соответствующего направления и с интенсивностью, уменьшенной ещё в два раза. Второй поляризатор пропустит только свет половинной интенсивности от циркулярно поляризованного потока сделав его поляризацию горизонтальной, вертикально поляризованный свет на других длинах волн полностью поглотится. Таким образом в каждую фазу модуляции мы имеем бихроматическое изображение и согласно изложенному выше можем измерить $H_{||}$. В самом деле, если нулевой фазе модулятора будет соответствовать интенсивность элемента изображения $I_1 = 1/8 (I_B^{\sigma-} + I_R^{\sigma+})$, то при фазе $\lambda/2$ циркулярная поляризация зеемановских компонент поменяет знак и интенсивность примет значение $I_2 = 1/8 (I_B^{\sigma+} + I_R^{\sigma-})$. Как отмечалось выше, этих двух кадров будет достаточно для получения магнитограммы $H_{||}$, с исключением зависимости от лучевой скорости и яркости. Заметим, что если первую ячейку поместить в переменное магнитное поле, то необходимость в модуляторе поляризации на входе ячейки исчезает. А если учесть, что для второй ячейки смена направления поля роли не играет, то обе ячейки можно поместить в общее знакопеременное поле. В этом случае упрощенная гипотетическая схема фильтрового магнитографа $H_{||}$ выглядела бы как на рис. 3б, где обе ячейки объединены в одну, сообща-

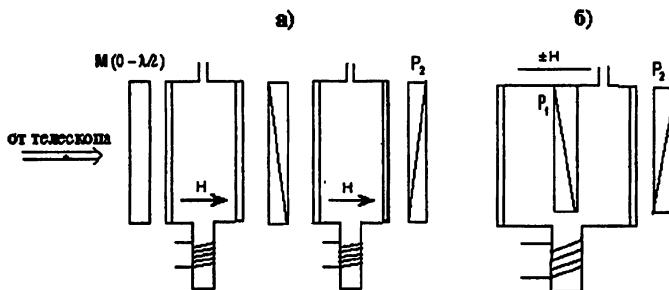


Рис. 3. Примеры функциональных схем магнитографа с использованием МОФ в бихроматическом режиме: а) с двумя резонансными ячейками; б) оптимальный вариант с одной ячейкой.

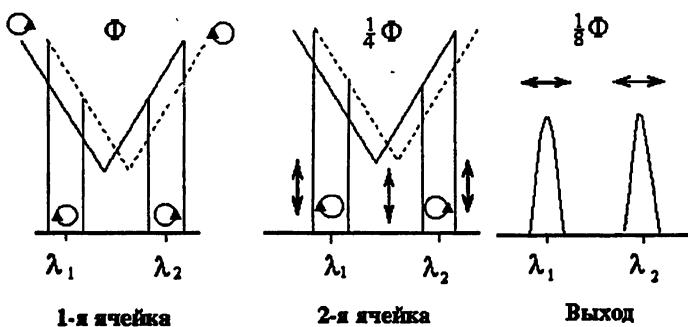


Рис. 4. Стадии фильтрации и поляризации в схеме рис. 3 а), б).

ющееся пространство которой разделено поляризатором на две равные части. Очевидно, что в этом случае форма и положение полос будут совпадать наилучшим образом и это положительно отразится на точности магнитографа. Подобного совпадения трудно ожидать для схемы рис. 3а. Магнитное поле объединенной ячейки может быть и постоянным, в этом случае на входе фильтра необходим модулятор циркулярной поляризации, как в схеме 3а. Некоторые технические трудности, связанные с размещением поляризатора внутри ячейки, не представляются непреодолимыми. Зато идентичность температуры, давления и магнитного поля внутри каждой из частей ячейки обеспечат идеальное согласование их спектральных характеристик.

Возможность работы с достаточно большими угловыми апертурами входных пучков является важным достоинством МОФ. Нет никаких проблем при работе с изображением всего диска Солнца или при использовании короткофокусных оптических систем. А самым серьезным недостатком МОФ, очевидно, следует признать ограниченные возможности в выборе оптических длин волн.

4. ВЫВОДЫ

Сделаем краткое обобщение результатов нашего рассмотрения. Сначала о целесообразности применения метода бихроматического изображения в экспериментальных исследованиях Солнца. Как было показано выше, метод обладает рядом достоинств. Основные из них: удвоение света, сокращение числа кадров от четверти до половины, сокращение времени экспонирования и, следовательно, уменьшение влияния атмосферных нестабильностей. Метод применим в сочетании с различными спектральными приборами, от спектрографа до МОФ. При работе с дифракционными спектрографами солнечных телескопов метод позволяет устранить влияние внутренних шумов спектрографа при низких частотах модуляции на измерения напряженности магнитного поля. Солнечный спектрограф в режиме бихроматического изображения обеспечит получение спектрограмм свободных как от влияния таких шумов так и реальных лучевых скоростей. По мнению авторов, использование метода [5] в наземных наблюдениях H_{\parallel} точечных объектов также дает ряд преимуществ. Магнитооптические фильтры в наибольшей степени удовлетворяют всем требованиям, предъявляемым к спектральным приборам при использовании метода бихроматического изображения. По природе своей такие фильтры двухполосны с различной поляризацией полос и возможностью их относительного смещения. Угловая апертура МОФ практически не ограничивает использование их с существующими солнечными телескопами. К сожалению, спектральные линии, с которыми могут работать современные МОФ, представляют далеко не лучший выбор для измерения напряженности магнитного поля. Это обстоятельство существенно сужает область их применения. Интерференционно-поляризационные фильтры Лио, применяющиеся в настоящее время для получения бихроматического изображения, имеют малое угловое поле, громоздкую конструкцию, большие световые потери, сложное управление положением полосы. Однако вследствие распространенности этих приборов в солнечных обсерваториях и легкости перехода в двухполосный режим (путем удаления входного поляризатора одной из ступеней) они могут довольно широко использоваться в этом режиме. Особенно просто и эффективно получение бихроматической фильтрограммы интенсивностей в крыльях спектральной линии. Из известных фильтровых методов предпочтение, вероятно, следует отдать ИФП на основе твердотельного эталона, по возможности изготовленного из материала с управляемым коэффициентом преломления. Эти приборы компактны, долговечны, легко перестраиваемы, обладают высоким спектральным разрешением. В некоторых случаях даже недостаток такого фильтра — высокая чувствительность к углу падения входного излучения, может быть обращен в полезное качество. Например, для создания двух спектральных полос и управления их положением, как

предлагается выше, или для компенсации смещения полосы вследствие вращения Солнца на фильтрограммах всего диска [13]. Этот же недостаток вынуждает искать пути согласования с питающей оптической системой. Лучше всего устанавливать такой фильтр в системах с параллельным либо телесцентрическим ходом лучей. Возможно, что появившиеся в последнее время голографические фильтры [14], обладающие большим угловым полем и более узкой спектральной полосой, заменят ИФП. Во всяком случае следует поискать пути использования таких фильтров в режиме бихроматического изображения.

Как можно было заметить выше, измерения $H_{||}$ методом бихроматического изображения производятся при двухтактной модуляции. Появившиеся в последнее время сообщения об использовании ССД в качестве двухтактного детектора оптических сигналов [15] позволяют надеяться на значительное улучшение отношения сигнал/шум измерений $H_{||}$, выполненных этим методом. В сочетании с другими преимуществами описанного метода это может привести к радикальному (более чем на порядок) возрастанию чувствительности фильтровых магнитографов. Заметим, что это пока остается недоступным для традиционных фильтровых магнитографов, использующих четыре кадра (четырехтактную модуляцию). Изменением $\delta\lambda$, можно сканировать профиль линии, что открывает дополнительные возможности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Babcock H. D., Babcock H. W. // Publ. Astrophys. Soc. Pacific, 1952. V. 64. P. 282.
2. Григорьев В. М., Кобанов Н. И. Солнечные магнитографы. // Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца, 1980. Вып. 52. С. 155.
3. Ramsey H. E. // Sol. Phys., 1971. V. 21. P. 54.
4. Guoxiang A., Fear R. I., Peiwen I. // Acta Astrophysica Sinica, 1990. V. 10. № 2. P. 180-187.
5. Лебедев Н. Н., Григорьев В. М., Ключек Н. В., Кобанов Н. И. Способ измерения напряженности магнитного поля. Авт.св. СССР № 335652. // Бюлл. изобр., 1972. № 13.
6. Rust D. M. // Austr. J. Phys., 1985. V. 38. P. 781.
7. Rust D. M. // SPIE, Instrumentation In Astronomy, 1986. V. 627. P. 39.
8. Bonaccini D. // Infrared Imaging Filter With Lithium Niobate Double Channel Fabry Perot Interferometer, // NOAO Preprint. № 179. 1988.
9. Agnelli G., Cacciani A., Fofi M. // Sol. Phys., 1975. V. 44. P. 509.
10. Cacciani A., Fofi M. // Sol. Phys., 1978. V. 59. P. 179.
11. Cacciani A. // Space Sci. Review, 1981. V. 29. P. 403.

12. Rhodes E. J., Jr., Cacciani A., Tomczyk S., Ulrich R. K., Blamont J., Howard R. F., Damont P., Smith E. J. // Adv. Space Res., 1984. V. 4. № 8. P. 103.
13. Rust D. Some design considerations for a solar magnetograph. // Preprint APL/IHU 84-27. 1984.
14. Rakuljic G. A., Leyva V. // Optics letters, 1993. V. 18. № 6. P. 459.
15. Keller C. U., Aebersold F., Egger U. et al. // LEST Technical Report, 1992. № 53.
16. Дубов Э. А. // Солнечные данные, 1966. Т. 4. С. 62.
17. Kobanov N. I. // Sol. Phys., 1983. V. 82. P. 237.
18. Kobanov N. I. // Sol. Phys., 1993. V. 145. P. 11.

Институт солнечно-земной
физики СО РАН, г. Иркутск,
Россия

Поступила в редакцию
17 июля 1996 г.

BICHROMATIC IMAGING METHOD IN SOLAR RESEARCHS

V. M. Grigoryev, N. I. Kobanov

In this paper we formulate the basic concept of a bichromatic image technique. Specific examples of its application are analyzed in the context of research of solar plasma characteristics by pinpointing its merits and demerits. Specialized requirements to the spectral devices are set forth, which can be summarized as: a) the presence of two nearby identical spectral passbands; b) the mutual orthogonality for the polarization of the light that has passed through neighboring bands; and c) the possibility of controlling the relative position of the bands. Several alternative plausible implementations of the method are considered using the Fabry-Perot interferometers (FPI) and magnetooptical filters (MOF) for measuring the longitudinal magnetic field strength and the intensity field. A new design of a filter magnetograph is proposed, based on MOF, with the combination of two optical resonance cells into one.

УДК 520.24; 523.9-355

БОЛЬШОЙ СОЛНЕЧНЫЙ ТЕЛЕСКОП ГАО НАН УКРАИНЫ НА КАВКАЗЕ

*К. А. Бурлов-Васильев, И. Э. Васильева, Э. А. Гуртовенко,
Ю. Б. Матвеев*

В работе представлен большой горизонтальный солнечный телескоп ГАО НАН Украины, установленный на высокогорной наблюдательной базе "пик Терскол" в Приэльбрусье (диаметр главного зеркала 650 мм, фокусное расстояние 17,5 м). Телескоп оборудован пятикамерным спектрографом, предназначенным для фотографических спектральных наблюдений активных областей в атмосфере Солнца, а также для фотоэлектрических измерений спектра Солнца с высоким спектральным и пространственным разрешением. Описана процедура наблюдений, представлены результаты исследования качества регистраируемого спектра и результаты первых измерений.

1. ВВЕДЕНИЕ

Большой горизонтальный солнечный телескоп (БГСТ) АЦУ-26 установлен на высокогорной наблюдательной базе ГАО НАН Украины "пик Терскол" на высоте 3100 метров над уровнем моря. Регулярные астрономические и астроклиматические измерения (как дневные, так и ночные) проводятся здесь с 1972 года. За это время было установлено, что низкая относительная влажность воздуха над пиком Терскол позволяет эффективно проводить исследования в инфракрасном диапазоне спектра [5]. Кроме того, с 1985 года здесь осуществляется программа измерений абсолютного спектра Солнца на базе малого солнечного телескопа СЭФ-1 [2]. В рамках последней проведено исследование спектральной прозрачности и оптической стабильности дневной атмосферы [1], которое подтвердило целесообразность установки на пике Терскол большого солнечного телескопа. При удовлетворительном количестве солнечных дней (16-18 за месяц в летний и осенний периоды) [5] на пике Терскол часто наблюдаются дни с исключительно высокой прозрачностью, стабильной в течение первой половины дня.

2. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИНСТРУМЕНТА

БГСТ АЦУ-26 предназначен для спектральных фотоэлектрических и фотографических измерений спокойных и активных образований в атмосфере Солнца. Используемые приёмники излучения позволяют проводить

наблюдения в диапазоне длин волн от 0,3 мкм до 1,2 мкм со спектральным разрешением до 300000. Телескоп горизонтального типа, фокусное расстояние сферического главного зеркала составляет 17746 мм, диаметр зеркала — 650 мм. Телескоп оборудован пятикамерным спектрографом, который позволяет проводить одновременную регистрацию пяти избранных участков спектра Солнца. Диаметры всех зеркал спектрографа равны 300 мм, фокусные расстояния близки к 8 метрам. Спектрограф собран в соответствии с вертикальной схемой Эберта-Фасти. Дифракционная решётка 250x200 мм, 600 штр./мм с концентрацией света в пятом порядке (500 нм). Для фотоэлектрической регистрации перед центральной кассетой спектрографа устанавливается сканирующая каретка, которая обеспечивает равномерное перемещение приёмника излучения вместе с выходной щелью в фокальной плоскости спектрографа вдоль направления дисперсии со скоростью до 3 мм/сек. Перемещение осуществляется через редуктор шаговым двигателем ШД-5М на расстояние до 150 мм. В качестве приёмника излучения при фотоэлектрических наблюдениях используется ФЭУ-106 в видимой области спектра и ФЭУ ЕМ1 9684 в инфракрасной. Управление сканированием осуществляется программно-аппаратным комплексом, построенным на основе IBM PC AT 386, модульного стандарта КАМАК и специализированного блока управления шаговым двигателем [3].

Линейность фотометрического канала исследовалась для некоторых рабочих коэффициентов усиления, отклонения не превышают 0,2% в диапазоне двух порядков. Для измерения инструментального профиля (ИП) спектрографа использовался газовый гелий-неоновый лазер с длиной волны излучения 632,99 нм. ИП измерялся в четвёртом дифракционном порядке для случая, когда угол падения на решётку равен углу отражения. Вид ИП показан на рис. 1,а. Для того, чтобы проследить форму крыльев профиля (в пределах 0,5 нм), мы приводим рисунок в логарифмической шкале по оси ординат. Форма ИП симметричная, ширина на половине-интенсивности составляет 0,0035 нм. Интенсивность крыльев быстро спадает до величины $10 \cdot 10^{-4}$ (на расстоянии 0,025 нм от максимума).

3. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ПРОГРАММЫ, ОСУЩЕСТВЛЯЕМЫЕ НА ТЕЛЕСКОПЕ АЦУ-26

В настоящее время телескоп используется для выполнения двух наблюдательных программ: фотоэлектрических измерений спектра центра диска спокойного Солнца в ближней инфракрасной области и фотографических спектральных наблюдений солнечных активных областей и вспышек.

3.1. Фотоэлектрические измерения спектра центра солнечного диска

Фотоэлектрические измерения спектра Солнца на БГСТ АЦУ-26, в первую очередь, направлены на поддержку программы абсолютных энергетических спектральных измерений, выполняемых на специализированном телескопе СЭФ-1 [2]. Дело в том, что абсолютные спектральные измерения выполняются с низким спектральным разрешением порядка 0,1 нм. При этом в ближней ультрафиолетовой и видимой области спектра для редукции измерений за атмосферное ослабление используется классический метод Бугера. А в инфракрасной области применение метода Бугера в сочетании с низким спектральным разрешением некорректно вследствие эффекта Форбса, вызванного в данном случае узкими линиями теллурического поглощения газами атмосферы (в основном кислорода и паров воды). Поэтому, чтобы получить спектр Солнца, свободный от влияния теллурических линий, необходимо, опираясь на модельные представления, рассчитать теллурический спектр поглощения на момент наблюдений. Сравнение такого расчёта с реальными наблюдениями может быть выполнено для некоторых участков спектра, содержащих только теллурические линии, и при высоком спектральном разрешении.

С этой целью на телескопе АЦУ-26 было измерено более 6000 линий водяного пара и около 650 линий кислорода для различных воздушных масс и метеоусловий. Обычно в течение одного наблюдательного дня регистрировался выбранный участок спектра в четвертом или пятом порядке спектра длиной соответственно 7 или 4 нм. В течение дня записывалось до 100 сканов солнечного спектра, причем частота сканирования определялась либо скоростью изменения воздушной массы в направлении на Солнце, либо изменением метеоусловий. Таким образом, наблюдения давали возможность проследить динамику поглощающих компонентов земной атмосферы в течение дня.

На рис. 1,б сплошной линией представлены результаты наблюдений 17.10.93 при воздушной массе $m = 2,18$ в участке спектра кислородной полосы после исключения инструментального профиля. Полоса содержит насыщенные линии, остаточная интенсивность в ядре которых, обусловленная наличием рассеянного в спектрографе света, не превышает величину 0,003 от уровня континуума. Здесь же пунктиром нанесены результаты расчета синтезированного модельного спектра поглощения земной атмосферы в этой области для стандартной модели атмосферы для высоты 3100 метров над уровнем моря (в расчете использованы параметры линий каталога HITRAN [6]). На рис. 1,в показан участок спектра с большим количеством линий поглощения водяного пара, представляющим средние условия наблюдений, также после исключения ИП, по измерениям 16.10.93 при $m = 1,77$. Пунктиром здесь для сравнения нанесён соответствующий

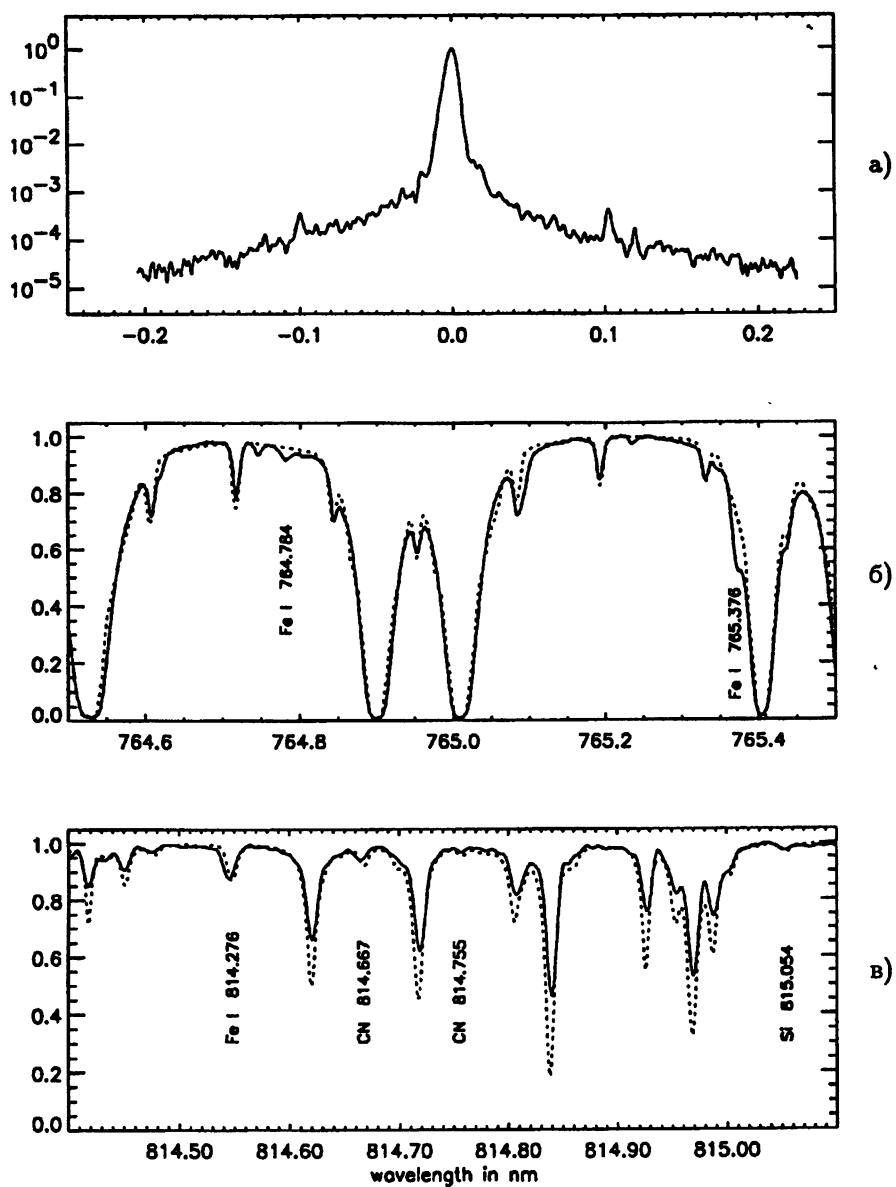


Рис. 1. Пример измерений, полученных на телескопе АЦУ-26 в фотоэлектрическом режиме: а) инструментальный контур для центрального камерного зеркала спектрографа; б) спектр поглощения кислорода: сплошная линия — наблюдения, полученные на АЦУ-26, пунктир — результаты расчёта синтезированного модельного спектра. Стрелками указаны линии солнечного происхождения; в) полоса поглощения водяного пара (объяснения в тексте).

участок спектра Солнца, полученный с помощью Фурье-спектрометра обсерватории Китт Пик для воздушной массы $m = 1,2-1,4$. На рисунке отмечены линии FeI и CN солнечного происхождения. Остальные интенсивные линии принадлежат водяному пару земной атмосферы. Легко видеть, что содержание водяного пара над пиком Терскол существенно меньше, чем в момент записи спектра в обсерватории Китт Пик. В самом деле, спектральные наблюдения, проведённые на телескопе АЦУ-26, показывают, что содержание водяного пара над пиком Терскол в летне-осенний период в ясные дни составляет величину в среднем от 2 до 6 мм осаждённой воды в расчёте на одну воздушную массу.

Параллельно с основными наблюдениями на АЦУ-26 нами осуществлялся контроль рассеивающей составляющей атмосферного аэрозоля с помощью ореольного фотометра [1]. При этом было замечено, что динамика аэрозоля и водяного пара над пиком Терскол в течение дня существенно подобна. Как правило, состояние высокой оптической стабильности атмосферы отмечается в утренние часы от восхода Солнца до 10–11 часов местного времени [1, 2]. Этот промежуток характеризуется как стабильностью рассеивающих свойств атмосферного аэрозоля, так и стабильным содержанием водяного пара. В дальнейшем, как правило, наблюдается резкий рост содержания как аэрозоля, так и водяного пара. Такая взаимосвязь позволяет сделать вывод о водной природе основной массы аэрозоля над пиком Терскол.

3.2. Фотографические наблюдения солнечных активных областей и вспышек

Для фотографических наблюдений на пике Терскол одновременно используются все пять камер спектрографа для пяти разных участков спектра. Наблюдения проводились в четвёртом (длина волны $\lambda > 540$ нм) и пятом ($\lambda < 540$ чм) порядках спектра. Спектральные участки были выбраны с таким расчётом, чтобы в них были представлены линии, образующиеся в широком диапазоне высот от хромосфера до нижней фотосфера, а также линии с различной магнитной чувствительностью. В таблице приведены характеристики выбранных спектральных участков с указанием наиболее интересных спектральных линий. Спектральные порядки разделялись с помощью цветных фильтров, установленных непосредственно перед фотопластинками. Использовались мелкозернистые пластиинки 13x18 см WP-3 и WO-3 фирмы ORWO. Экспозиции на центр солнечного диска варьировались в пределах 1–3 с. Последующая фотометрия спектров проводится на созданных в ГАО НАНУ автоматизированных микрофотометрах: АМФ2-2Х (ошибка определения плотности почрнения $< 1\%$) и двухкоординатном микрофотометре АЦМФ-ху [4].

Список наиболее интересных линий, наблюдаемых в фотографическом режиме регистрации

Номер камерного зеркала	Спектральный участок	Дифракционный порядок	Список линий
0	654,0–659,6	IV	H _α (x), Cl λ 658,8(нф)
1	537,5–541,5	V	CrI λ 538,0(нф), FeI λ 539,5(нм), FeI λ 539,8(нм)
2	611,0–618,0	IV	CrII λ 612,9(нф), FeII λ 612,97(нф), NiI λ 613,0(нм), SiI λ 613,3(нм), OI λ 615,7(нф), CaI λ 616,6(нм), FeI λ 617,3(м), NiI λ 617,7(нм)
3	467,0–472,0	V	FeII λ 466,1(нф), FeI λ 468,8(нм), TiII λ 470,9(нм), FeII λ 472,0(м, нф), FeI λ 470,6(нм), HeII λ 468,6(x), HeI λ 471,3(x)
4	554,0–559,0	V	FeI λ 557,6(нм)

Примечание: x — хромосферные линии,

нф — линии, образующиеся в нижней фотосфере ($h < 100$ км),

нм — линии с малым значением фактора Ланде ($g < 0,5$),

м — линии, наиболее чувствительные к магнитному полю ($g > 2$).

Программа наблюдения солнечных активных образований выполнялась в 1989–1992 годах совместно с сотрудниками Астрономической обсерватории Национального университета. Для выявления предвспышечных изменений состояния фотосферы спектрографирование отдельных элементов активной области проводилось сериями длительностью примерно 1 час с частотой около 1 мин. В случае возникновения вспышек съёмка велась непрерывно до их окончания. Контроль развития вспышки осуществлялся с помощью H_α-фильтра Халле и телевизионного устройства. В ряде случаев удавалось получить спектрограммы на начальной фазе вспышек. Эти наблюдения вместе с наблюдениями флоккулов перед вспышками в местах их возникновения дают возможность проследить изменения в хромосфере и фотосфере на большом отрезке времени, что важно для экспериментальной проверки теории накопления и переноса вспышечной энергии.

Проиллюстрируем некоторые особенности высокогорных спектров вспышек с помощью фотометрической картины, полученной при сканировании на двухкоординатном микрофотометре АЦМФ-ху с шагом, соответствующем 0,09" вдоль щели (ось y) и 1,06 пм вдоль дисперсии (ось x). Пространственная структура вспышечной области вдоль щели спектрографа наиболее наглядно проявляется в линии H_α. На рис. 2 представ-

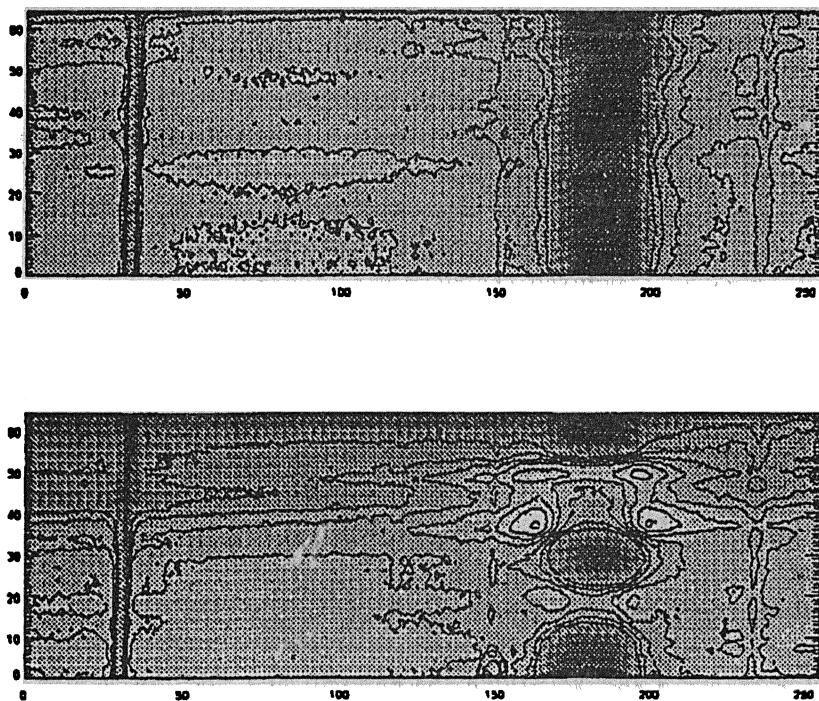


Рис. 2. Пример измерений, полученных на телескопе АЦУ-26 в фотографическом режиме (объяснения в тексте).

влены результаты фотометрии спектрального участка 656,011–657,054 нм в спектре вспышки мощности 1В 3 августа 1990 г. (рис. 2,б) и в спектре участка поверхности "спокойной" фотосферы в непосредственной близости от вспышки (рис. 2,а). Красный конец спектра слева. Одно деление оси x соответствует 4,24 пм, а по оси y — 0,37 угловых секунд. Кроме линии H_{α} на рисунке хорошо заметна линия поглощения $Fe I \lambda 656,92$ нм, которая образуется в средней фотосфере. На рис. 2,б виден постепенный переход от эмиссии в ядре H_{α} к эмиссии в крыльях, а затем к профилю поглощения, характерному для невозмущенной области Солнца, как на рис. 2,а. В области вспышки в линии H_{α} видны отдельные эмиссионные детали с размерами порядка 1 угл. секунд. Существенно меняется ширина линии вдоль щели. В ближайшей окрестности вспышки в хромосфере также отмечается неоднородная структура. Здесь рядом с эмиссионным узлом в ядре H_{α} присутствуют абсорбционные узелки в крыльях линий. Что касается фотосферной линии, то видно, что в области вспышки эта линия возмущена в большей степени, чем на периферии.

Таким образом, при наблюдениях на пике Терскол удается пространственно разрешить эмиссионные детали размером до 1–2''. Это позволяет ставить задачи физики активных образований, связанные с исследованием их тонкой структуры. Кроме того, появляется возможность

расширить высотный диапазон за счёт слабых линий поглощения, образующихся в глубоких слоях фотосферы.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Принимая во внимание хорошие астроклиматические характеристики пункта установки такого крупного солнечного телескопа, каким является БГСТ АЦУ-26, мы считаем, что наиболее целесообразно использовать этот инструмент для решения наиболее перспективных задач солнечной физики, в связи с чем приглашаем всех заинтересованных наблюдателей принять участие в формировании программы наблюдений, выполняющихся на телескопе.

Авторы хотели бы выразить признательность за помощь в работе при создании инструмента со стороны сотрудников отдела физики Солнца ГАО НАН Украины С. И. Ганджи, В. В. Кульбеды и Ю. М. Гаврилюка, а также дирекции обсерватории и высокогорной наблюдательной базы.

Инициатором установки телескопа на пике Терскол, непосредственным руководителем, исполнителем и наблюдателем был д.ф.-м.н. Э. А. Гуртовенко, памяти которого посвящается эта статья.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бурлов-Васильев К.А., Васильева И.Э., Матвеев Ю.Б. // Кинемат. и физ. небес. тел. 1990. Т. 6. № 6. С. 83.
2. Бурлов-Васильев К. А., Гуртовенко Э. А., Матвеев Ю. Б. // Кинемат. и физ. небес. тел. 1994. Т. 10. № 3. С. 3.
3. Бурлов-Васильев К. А., Кульбеда В. В. // Кинемат. и физ. небес. тел. 1991. Т. 7. № 1. С. 72.
4. Парусимов В. Г. // Астрометрия и астрофизика. 1981. Вып. 45. С. 86.
5. Троян В. И. // Астрометрия и астрофизика. 1982. Вып. 47. С. 80.
6. Rothman L. S., Gamache R. R., Goldman A. et al. // Appl. Opt. 1987. V. 26. № 19. P. 4058.

Главная астрономическая
обсерватория НАН Украины,
г. Киев

Поступила в редакцию
15 мая 1996 г.

**A BIG SOLAR HORIZONTAL TELESCOPE OF MAO NAS OF UKRAINE
IN CAUCASUS***K. A. Burlov-Vasil'ev, I. E. Vasil'eva, E. A. Gurtovenko, Yu. B. Matveev*

The paper presents a Big Horizontal Solar Telescope of the Main Astronomical Observatory of the National AS of Ukraine installed at high altitude station "Peak Terskol" (main mirror diameter is 650 mm, focus is 17.5 meters). The telescope is equipped by five-camera spectrograph destined for the photographic spectral observations of the active regions in the solar atmosphere and photoelectric measurements of the solar spectra with high spectral and spatial resolution. The procedure of the observations is described, the results of the registered spectra quality investigations and first measurements are presented.

УДК 551.590.2

ПРОЯВЛЕНИЕ ГЕЛИО-ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ В ПРЕОБРАЗОВАНИЯХ ЦИРКУЛЯЦИОННЫХ ФОРМ В ТРОПОСФЕРЕ

P. B. Смирнов, Э. В. Кононович

Рассмотрен новый подход к исследованию солнечно-атмосферных эффектов, имеющий целью разделение воздействий внешних факторов от динамики собственных атмосферных процессов. Выделена система циркуляции, связанная с влиянием геомагнитных возмущений. Получены количественные оценки наблюдавшихся эффектов.

Проблему "Солнце–тропосфера" можно рассматривать как конечное звено передачи энергии в единой системе Солнце–Земля. Несмотря на незначительность энергии солнечных факторов по сравнению с энергетикой тропосферных процессов, существует ряд доказательств необходимости учёта факторов солнечной активности в динамике тропосферы и её циклических изменениях [1–4].

Конечной целью является оценка амплитуды и характера солнечно-атмосферных эффектов. По данным [5] вклад солнечного фактора в общую дисперсию изменчивости метеопроцессов может составить от 5 до 25%. Для получения более точных оценок следует разделить возмущения термобарического поля на части, обусловленные внутренними и внешними факторами. Эта задача требует нового подхода к анализу солнечно-атмосферных связей.

Предлагаемый новый подход состоит в использовании не только идентичных начальных геомагнитных и метеорологических условий, но и идентичности их последующего развития (использование рядов с одинаковым типом преобразования циркуляционных форм внутри одного сезона). Был применен метод наложенных эпох с оценками распределения массивов данных, выбором физически адекватных реперных дней, количественными оценками реперов и особенно оценкой идентичности начальных условий.

Были сформированы атмосферные блоки отдельно для геомагнитно-спокойной (реперный день t_q) и геомагнитно-возмущённой ситуаций (реперный день t_m). После осреднения данных по приземному давлению по блокам t_q и t_m можно сравнивать одинаковые фазы в развитии барических полей. Если геомагнитная возмущённость не оказывает влияния на атмосферную циркуляцию, то результаты осреднения блоков относительно реперов t_q и t_m будут одинаковыми. Если это влияние мало, то результаты сравнения блоков t_q и t_m по одинаковым фазам будут отличаться на уровне

статистических ошибок. Если это влияние существенно, то различие в результатах будет не только статистически значимо, но и характеризоваться определёнными пространственно-временными закономерностями.

Для начала выбрано преобразование зональной формы циркуляции W в восточную E по классификации [6]. Как даты t_m , так и t_q выбирались для устойчивого состояния формы W (не менее 6 дней, предшествующие реперным дням). Таково же было и время существования формы E .

Реперы t_m и t_q отбирались на основе комплексного анализа ежедневной метеорологической и гелио-геомагнитной ситуации с 1890 по 1966 гг. для зимних месяцев (ноябрь–февраль). Исследовались данные по приземному давлению P в узлах географической сетки с шагом по широте (80° – 35° с.ш.) и 10° по долготе.

Затем вычислялись разности давления $\Delta P_{tm} = P_{\varphi, \lambda}(t_m + n) - P_{\varphi, \lambda}(t_m - 1)$, где $n = 0 \div 8$ дней. Аналогично $\Delta P_{tq} = P_{\varphi, \lambda}(t_q + n) - P_{\varphi, \lambda}(t_q - 1)$. День $t_m - 1$ характеризует начало возрастания геомагнитной возмущённости, которому предшествовало не менее 6 геомагнитно-спокойных дней, и всегда приходился на зональную форму циркуляции. Дню $t_q - 1$ также предшествовало не менее $6 \div 7$ геомагнитно-спокойных дней и зональная форма циркуляции. Невозмущённая геомагнитная ситуация после реперов t_q сохранялась для всего интервала исследования. Дни t_m приходились на максимум развития геомагнитных возмущений, после чего отсутствовали повторные возмущения в интервале исследования. Всего для данного типа преобразования было отобрано 37 дней t_m ($A_p = 30 \div 40$) и 29 дней t_q ($A_p = 2 \div 8$). По результатам вычислений были построены карты изаллобар $\Delta P_{tm, tq}$. Каждая карта строилась по 360 точкам. Значение P в каждой точке получалось при осреднении N блоков. При этом производилась нормировка, учитывающая различие N для t_q и t_m .

На полученных таким путём картах изаллобар для различных n наблюдается динамика атмосферных процессов, характеризующая преобразование $W \rightarrow E$, т.е. образование гребней и ложбин с определённой географической локализацией. При $n = 0$ и $n = 1$ карты изаллобар отражают картину преобладания зональной циркуляции на полуширотах и относящейся к разновидностям W_3 и W_{M1} по классификации [6]. Для карты $\Delta P_{tm}(2)$ наблюдается рост давления над северными частями Западной Европы и Европейской территории России. Одновременно происходит падение давления над северной частью Тихого океана. Дальнейшее развитие гребней и ложбин, присущее форме E , отражает карта $\Delta P_{tm}(3)$ (рис. 1), которая характеризует уже сформировавшийся гребень с центром над Белым морем, где значения ΔP достигают $9 \div 10$ гПа. Происходит увеличение давления над Гренландией и некоторое падение давления в районе Ньюфаундленда. В центре северо-американского континента отмечается рост давления. Такая пространственная картина распределения барического поля близка к разновидности E_{M2} .

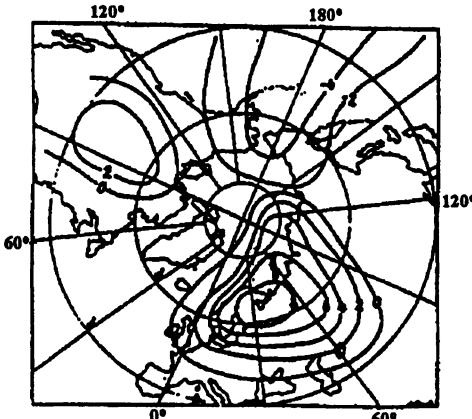


Рис. 1. Карта изаллобар $P_{\varphi,\lambda}(t_m+3) - P_{\varphi,\lambda}(t_m-1)$, показывающая изменения давления ΔP на третий день после геомагнитных возмущений t_m , полученная по методу наложенных эпох. Цифры при изолиниях — в гПа.

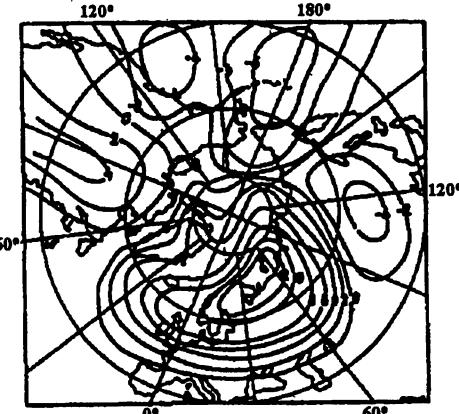


Рис. 2. Карта изаллобар $P_{\varphi,\lambda}(t_m+5) - P_{\varphi,\lambda}(t_m-1)$, показывающая изменения давления на пятый день после геомагнитных возмущений t_m .

На карте $\Delta P_{tm}(5)$ (рис. 2), видно углубление и расширение гребня над Западной Европой и Европейской частью России. Происходит дальнейшее увеличение давления в полярной шапке и вблизи геомагнитного полюса. Над восточной частью Евразии сформировалась неглубокая ложбина. В области пониженного давления над Тихим океаном ΔP достигают $-(7 \div 8)$ гПа. В районе северо-западного побережья Северной Америки формируется область пониженного давления, а над северо-американским континентом усилился антициклон. Таким образом, через 5 дней после начала геомагнитного возмущения произошло блокирование зональной и формирование восточной формы циркуляции.

Анализ дальнейших карт для $\Delta P_{tm}(6)$ и $\Delta P_{tm}(7)$ показывает завершение формирования основных барических структур, ослабление меридиональной и усиление зональной составляющих циркуляции. В итоге максимальная фаза развития восточной формы циркуляции после геомагнитного возмущения приходится на период $(t_m + 5)$, когда наблюдается наибольшее развитие гребней и ложбин.

Аналогичный анализ динамики атмосферной циркуляции проводился для спокойных геомагнитных условий. Сравнение аналогичных карт изаллобар для t_q -блоков обнаруживает наибольшее отличие для максимальной фазы развития формы E , т.е. для $n = 5$. Сопоставление карт $\Delta P_{tm}(5)$ и $\Delta P_{tq}(5)$ показывает их существенное различие. При сохранении положения гребня над Европой и Европейской территорией России и небольшой

ложбины над Восточной Сибирью отсутствует глубокая ложбина над северной частью Тихого океана. Вместо области высокого давления над Северной Америкой сформировалась значительная ложбина с значениями $\Delta P \geq -8$ гПа. Образовалась депрессия над Северной Атлантикой, Гренландией и Исландией. Для геомагнитно-возмущённых условий там наблюдается повышение давления во всех долготных секторах, а для спокойных условий на широте 80° везде наблюдается понижение давления. Таким образом, обнаруживаются значительные различия в формировании барических структур, в их амплитудах и знаках.

Количественные оценки амплитуд солнечно-атмосферных эффектов дают карты разностей изаллобар для различных n . На рис. 3 показана карта $\Delta P_{tm}(5) - \Delta P_{tq}(5)$. Обращают на себя внимание большие значения $\Delta P \geq 10 \div 12$ гПа, а также характерная пространственная структура в распределении ΔP .

Для проверки неслучайности полученных результатов описанный анализ был повторен для новых реперных дней t_m при тех же строгих требованиях к подбору метеорологического материала. Если ранее t_m соответствовали $A_p = 30 \div 40$, то здесь $A_p \geq 60$. Сравнение карты $\Delta P_{t'm}(5)$, где t' относится к дням с $A_p \geq 60$, с картой $\Delta P_{tm}(5)$ показывает их значительное подобие как по расположению барических структур, так и по их знаку. Оказалось, однако, что для более сильных геомагнитных возмущений возрастает амплитуда соответствующих барических возмущений. Это позволяет заключить, что интенсивность геомагнитных бурь является действующим фактором в механизме возникновения солнечно-атмосферных эффектов.

Другой путь контроля реальности полученных результатов — оценка их статистической достоверности. Для данной задачи был применен метод бутстрэпа [7]. Применительно к полученным результатам процедура свелась к расчёту 21 варианта для каждой карты изаллобар (всего около 600 вариантов). Это также даёт возможность получить ответ на вопрос о возможном влиянии изменчивости начальных метеорологических условий. На рис. 4 представлена карта $\Delta P_{tm}(5) - \Delta P_{tq}(5)$, рассчитанная по методу бутстрэпа. Сравнение с картой на рис. 3 показывает, что барические структуры, обусловленные влиянием геомагнитной возмущённости, сохраняют как своё положение, так и знаки. Разность в значениях ΔP в центрах гребней и ложбин не превышает 2 гПа. По всем вариантам относительная ошибка ΔP на картах меняется от 7 до 12% и уменьшается к районам больших градиентов ΔP .

Таким образом, предлагаемый новый подход позволяет отделить эффекты внешнего воздействия от собственных атмосферных процессов и выделить систему циркуляции, обусловленную влиянием геомагнитных возмущений, а также показать, что увеличение интенсивности геомагнитных возмущений приводит к возрастанию амплитуд геомагнитно-ат-

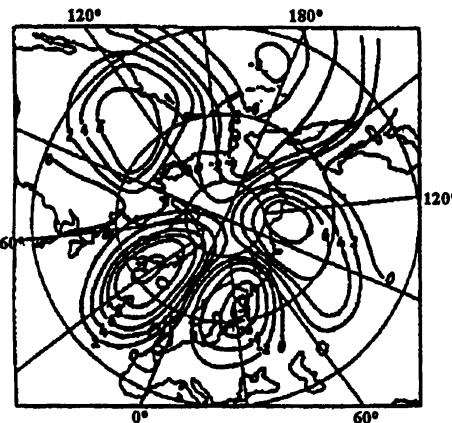


Рис. 3. Карта изаллобар $[P_{\varphi, \lambda}(t_m + 5) - P_{\varphi, \lambda}(t_m - 1)] - [P_{\varphi, \lambda}(t_q + 5) - P_{\varphi, \lambda}(t_q - 1)]$, показывающая систему циркуляции, связанную с влиянием геомагнитных возмущений.

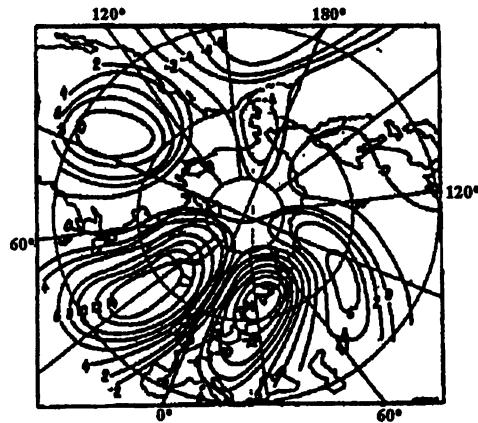


Рис. 4. Карта, аналогичная предыдущей, но рассчитанная по методу бутстрэпа, двадцатый вариант.

космических эффектов.

Возрастание геомагнитной активности способствует усилению Сибирского антициклона, ослаблению антициклона над северными частями Европы и Европейской территории России, формированию обширной ложбины над северной частью Тихого океана и образованию области высокого давления над северо-американским континентом. Геомагнитно обусловленная циркуляция характеризуется высокими градиентами ΔP вблизи Скандинавского полуострова, над Уралом и восточной частью Азии, а также в районе Лабрадорского пролива и геомагнитного полюса. Эти районы хорошо согласуются с энергоактивными зонами атмосферы, областями повышенной бароклинической неустойчивости атмосферы, играющими важную роль в реализации солнечно-атмосферных эффектов [1, 2, 8].

После геомагнитных возмущений происходит активизация энергоактивных центров действия атмосферы — в районе западных побережий Атлантики и Тихого океана (Ньюфаундлендский центр и Японский центр), где велики температурные контрасты, большие значения вертикального сдвига ветра и высокая бароклиническая неустойчивость. Другими энергоактивными зонами являются Скандинавская область и район геомагнитного полюса.

После геомагнитных бурь возникают планетарные волны с характерными волновыми числами $3 \div 4$, что находится в согласии с соображениями об избирательных свойствах бароклинической неустойчивости [1]. Это

соответствует также ранее полученным результатам [9], показывающим возрастание кинетической энергии после геомагнитных возмущений для таких волн.

Для рассмотренных сезона и типа преобразования $W \rightarrow E$ амплитуды геомагнитно-атмосферных эффектов достигают, как показывает анализ карт, 40% от амплитуд барических возмущений, обусловленных собственными атмосферными процессами.

Таким образом, гелио-геомагнитная активность выступает как агент, способствующий разрешению механизмов неустойчивости в атмосфере, — высвобождению полезной потенциальной энергии и генерации вихревой кинетической энергии. Возникшие возмущения в энергоактивных зонах будут передаваться по основному зональному потоку. При этом, благодаря избирательным свойствам бароклинной неустойчивости, будут развиваться волны определённого спектра. Это соответствует волнам Россби, определяющим конкретные циркуляционные формы. Как показывает данная работа, после геомагнитных возмущений возникают барические структуры, являющиеся суперпозицией систем циркуляции, связанных как с собственными атмосферными факторами, так и с влиянием гелио-геомагнитной возмущённости.

ЛИТЕРАТУРА

- Смирнов Р. В., // Астрон. журн. 1984. Т. 61. № 6. С. 1168.
- Smirnov R. V., Kononovich E. V. — In: Proceedings of the 1992 STEP Symposium 5-th COSPAR colloquim. — Pergamon Press, 1993. V. 5. P. 53.
- Smirnov R. V., Kononovich E. V. // Astronomical and Astrophysical Transactions. — Gordon and Breach, 1995. V. 8. P. 39.
- Смирнов Р. В., Кононович Э. В. — В сб.: Магнитные поля Солнца и гелиосейсмология. — С.-Пб.: Изд-во ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, 1994. С. 140.
- Логинов В. Ф. Солнечная активность и динамика климата.— Обнинск: Изд-во ВНИИГМИ-МЦД, 1975.
- Гирс А. А. Многолетние колебания атмосферной циркуляции и долгосрочные метеорологические прогнозы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1971.
- Эфрон Б. Нетрадиционные методы многомерного статистического анализа. — М.: Финансы и статистика, 1988.
- Смирнов Р. В. — В сб.: Космос и метеорология.— М.: Гидрометеоиздат, 1987. С. 70.

9. Смирнов Р. В. — В сб.: Труды 1-го Всесоюзного совещания “Солнечно-атмосферные связи в теории климата и прогнозах погоды”. — Л.: Гидрометеоиздат, 1974. С. 33.

Институт прикладной геофизики
Госкомгидромета,
Астрономический институт им.
П.К.Штернберга, г. Москва,
Россия

Поступила в редакцию
26 июня 1996 г.

HELIO-GEOMAGNETIC ACTIVITY DISPLAY IN THE TROPOSPHERIC CIRCULATION RORM TRANSFORMATIONS

R. V. Smirnov, E. V. Kononovich

A new approach to the investigation of the solar-atmospherical effects is considered. The main purpose is to separate the external influences and the self atmospheric processes. The circulation system due to the external geomagnetic disturbances is revealed. The quantitative estimations of the observed effects are obtained.

НЕКОТОРЫЕ АСПЕКТЫ ПРОЯВЛЕНИЯ СОЛНЧЕНОЙ ЦИКЛИЧНОСТИ В НИЖНЕЙ АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

P. B. Смирнов, Э. В. Кононович

Рассмотрены некоторые проявления солнечной цикличности в нижней атмосфере и в океане на примере Северной Атлантики. Солнечное воздействие осуществляется через увеличение повторяемости определённых циркуляционных форм.

Солнечное корпускулярное излучение проявляется как возмущающий фактор во всех звеньях системы Солнце–Земля. Каждый уровень передачи возмущения от быстрого потока солнечной плазмы характеризуется своей специфической реакцией. Однако амплитуда и характер возмущения зависят не только от параметров потока, но и от предшествующего состояния данного уровня. Это относится и к последнему звену системы — нижней атмосфере Земли. Именно здесь солнечные воздействия, способные проявляться в виде экстремальных явлений в погоде, оказывают непосредственное влияние на человеческую деятельность. Однако при изучении этих проявлений возникают большие затруднения из-за неустойчивости солнечно-атмосферных связей и весьма неоднородной их пространственной структуры. Основной причиной этого является энергетически слабое солнечное воздействие на фоне мощных автономных процессов взаимодействия атмосферы и океана. Анализ этих условий привёл к выявлению определённых закономерностей пространственной структуры солнечно-атмосферных связей [1, 2].

Основная закономерность состоит в том, что наибольшие амплитуды солнечно-атмосферных эффектов наблюдаются в ограниченных зонах, которые характеризуются определённым комплексом метеорологических свойств: высокими дисперсиями изменения метеопараметров, большими температурными градиентами, высокими значениями вертикального сдвига ветра. В этих зонах велики составляющие полей адвекции и горизонтальной дивергенции скорости ветра. Но главные отличительные черты этих зон — высокая баротропная и, особенно, бароклинная неустойчивость [1]. Последняя имеет большое значение в высвобождении полезной потенциальной энергии и преобразовании её в кинетическую.

Проверка этой концепции [3], а также результаты других авторов [4–7] показывают её справедливость. Проявлению солнечной цикличности в тропосфере посвящено большое количество работ, иногда не согласующихся друг с другом. Некоторые обзоры результатов можно найти

в [8–10]. Общий вывод сводится к тому, что проявление солнечных циклов: квазидвухлетнего, (5–6)-летнего, 11-летнего, 22-летнего, — зависит от района, высоты изобарической поверхности и фазовых характеристик цикла. Оно модулируется также сезонными вариациями. Определённое влияние может оказывать полярность ММП. Как показывают предварительные данные, проявление квазиодиннадцатилетнего цикла в тропосфере на поверхности Земли существенно различно, в том числе и на территории России.

Изменение макропогоды определяется планетарными волнами. В [1] было показано, что при воздействии солнечной активности происходит активизация энергоактивных центров, связанных с областями неустойчивости, высвобождается полезная потенциальная энергия и генерируется планетарная волна. Наиболее вероятно возникновение волн с волновыми числами $k = 3 - 4$. Именно такому диапазону соответствуют планетарные волны, классифицируемые как типы циркуляции атмосферы. Согласно [11], существует три основных типа циркуляции в Атлантико-Евразийском секторе: зональный W и два меридиональных — E и S . Аналогично этому в Тихоокеанско-Американском секторе наблюдаются три типа циркуляции: зональный Z и два меридиональных — M_1 и M_2 .

Нами была исследована повторяемость различных форм циркуляции и их разновидностей в зависимости от солнечной цикличности [12, 13] и показана реальность проявления 11-летнего цикла в повторяемости циркуляционной формы M_1 . В спектрах гидрометеоэлементов присутствуют значимые максимумы для значений периодов $T = 6,3$ г. и $T = 4,4$ г. Первый из них, возможно, связан с нутационными силами, а второй — с изменением скорости вращения Земли. Наиболее высокие значения коherентности соответствуют квазидвухлетнему циклу, наблюдающемуся в спектрах чисел Вольфа и геомагнитного индекса \bar{aa} [14]. Более дифференцированный подход показывает, что проявление 11-летнего и других циклов зависит от широты, сезонных вариаций и района [15–19]. В целом интенсивность солнечно-атмосферных эффектов увеличивается в областях с высокой неустойчивостью атмосферных процессов.

В океане можно было бы ожидать большей интегрированности процессов по пространству. Рассмотрим проявление солнечной цикличности в изменениях аномалий поверхностной температуры воды Θ_w в таком важном районе для формирования погоды в Европе, как Северная Атлантика. Для этого района существует почти столетний ряд наблюдения Θ_w по квадратам A, G, K, J, I, F, H, L, M, D, E, N, на которые разделена акватория Северной Атлантики.

Рис. 1 иллюстрирует связь между изменениями индекса \bar{aa} и Θ . Как видно на рис. 1 (слева), частотные характеристики связи между \bar{aa} и Θ_w по квадратам F, H, L, M для летнего периода отличаются значительным подобием: здесь проявляются максимумы $CH(T)$ с $T_1 = 11$ лет,

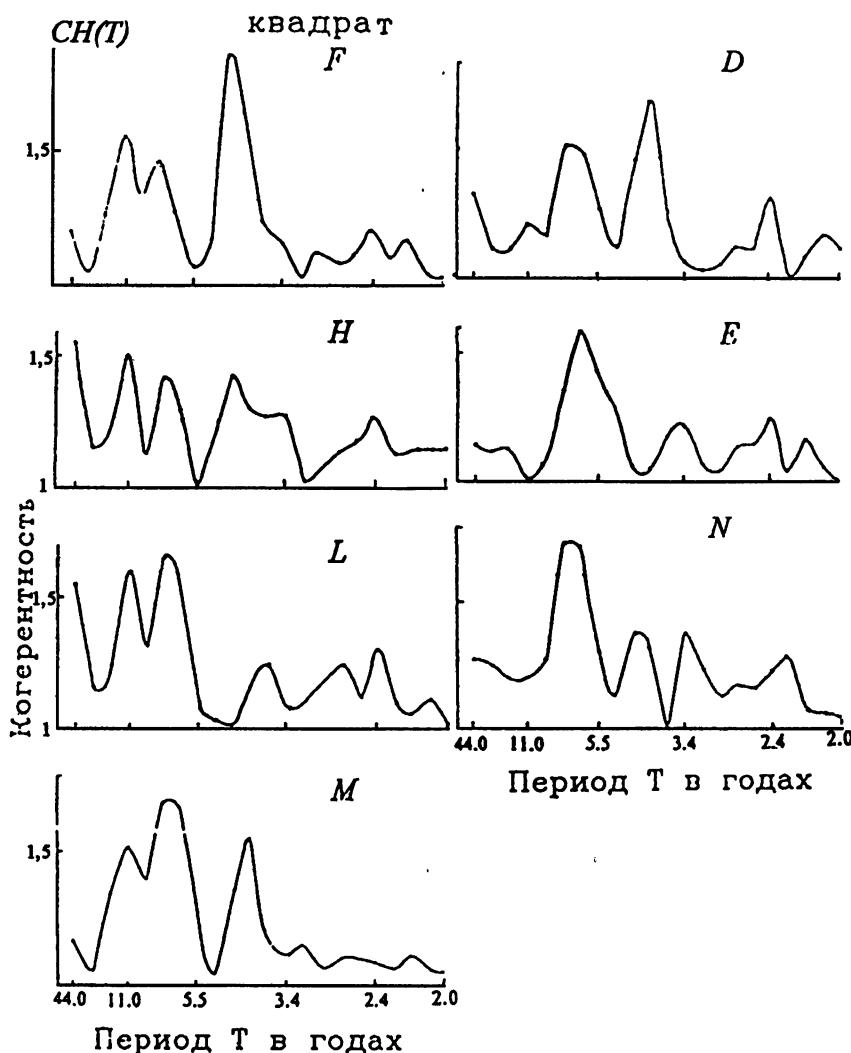


Рис. 1. Функции когерентности, характеризующие связь между вариациями индекса \bar{aa} и изменениями поверхностной температуры вод Северной Атлантики для квадратов F, H, L, M (слева) и квадратов D, E, N (справа).

$T_2 = 7,3$ года, $T_3 = 4$ года. Для $T = 11$ лет уровни значимости выше 5%-го критического, а степень связи выше для более северных квадратов. Период $T_2 = 7,3$ года проявляется в спектрах \bar{aa} индекса. Наблюдается существенное увеличение этого максимума $CH(T)$ на юге Северной Атлантики. Это иллюстрирует рис. 1 для квадратов D, E, N. Здесь $T_1 = 11$ лет практически не проявляется, а доминирует в спектрах $T_2 = 7,3$ г. Этот период в океане можно было бы связать с "полюсным приливом" [10]. Однако распределение наблюдаемых амплитуд нутационной волны характеризуется увеличением их к востоку и уменьшением к юго-западу, т.е. про-

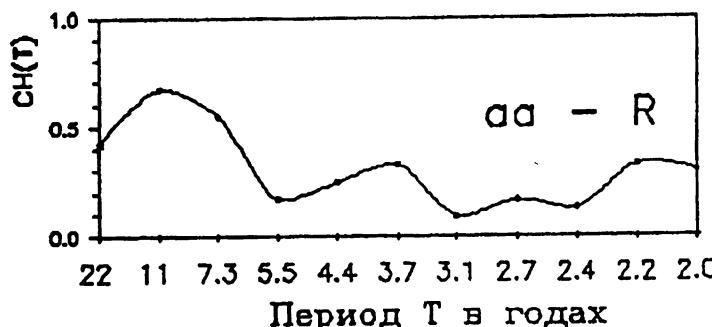


Рис. 2. Функция когерентности, характеризующая связь между изменениями индекса $\bar{a}\bar{a}$ и вариациями радиационного баланса R над Северной Атлантикой.

тивоположно тому, что следует из рис. 1. Такое распределение T_2 можно объяснить, если его связать с динамикой антициклонического круговорота вод в более южных акваториях Атлантики. Он обуславливает появление 7-летнего периода в изменениях интенсивности Гольфстрима и Северо-Атлантического течения [11].

Таким образом, проявление солнечной цикличности в океане характеризуется значительной пространственной изменчивостью. Высокие значения $CH(T)$ для $T_1 = 11$ л. наблюдаются для квадратов A, B, C, расположенных в южной части Гренландии и Дэвисовом проливе и наиболее приближающихся к Западно-Атлантической области неустойчивости тропосферы, а районы Северной Атлантики, особенно её западная часть, относятся к энергоактивным, где высока неустойчивость атмосферных процессов и где обнаружено проявление солнечной ритмики [3]. Новым для проблемы "Солнце – тропосфера" параметром является радиационный баланс. Данные по его многолетним изменениям радиационного баланса над Северной Атлантикой были взяты из [23]. Рис. 2 показывает функцию когерентности, характеризующую связь между индексом $\bar{a}\bar{a}$ и изменениями радиационного баланса R . Для основного максимума $CH(T) = 0,67$ при $T = 11$ л., причём уровень значимости превышает 1%. Таким образом, проявление солнечной цикличности наблюдается и в изменениях радиационного баланса над Северной Атлантикой: в годы максимумов 11-летних циклов формируются положительные аномалии R .

Комплексный подход в исследовании проявлений солнечной цикличности в изменениях метеорологических, океанических и радиационных параметров в Северной Атлантике позволяет наметить схему солнечного воздействия. Первоначально эффект проявляется в энергоактивных районах атмосферы, где велики геострофическая адвекция, горизонтальная дивергенция скорости ветра, вертикальный сдвиг ветра и, следовательно,

бароклинная неустойчивость. Согласно [1], внешнее возмущение будет реализовываться на определённой стадии развития бароклинной неустойчивости и передаваться по основному потоку за счёт дисперсионных свойств атмосферы. Избирательные свойства бароклинной неустойчивости будут способствовать формированию длинных волн в атмосфере определённого спектра, он соответствует волновым числам $k = 3 - 5$. С такими волновыми числами связано развитие меридиональных форм C, E, M_1, M_2 и их разновидностей.

При возрастании солнечной активности активизация Алеутской и Западно-Атлантической областей неустойчивости будет способствовать увеличению повторяемости форм M_1 и формы C , т.е. разновидности C_{M_1} . Для этой разновидности характерно развитие высотного гребня над Северной Атлантикой. Это означает усиление юго-западных ветров по западной периферии гребня и увеличение интенсивности Гольфстрима и Северо-Атлантического течения, что вызывает перенос тёплых масс воды в Северную Атлантику и формирование там положительных аномалий температуры воды, что и наблюдается в эпохи максимумов солнечного цикла. Одновременно вынос тёплых масс воздуха в Северную Атлантику будет уменьшать теплоотдачу вод и стабилизировать положительные аномалии температуры. Наличие высотного гребня для формы C_{M_1} означает также дефицит облачности над этим районом и будет способствовать дополнительному нагреву вод. Колебания в режиме облачности в этой связи объясняют появление 11-летней цикличности в изменениях радиационного баланса над Северной Атлантикой.

ЛИТЕРАТУРА

- Смирнов Р. В. // Астрон. журн. 1984. Т. 61. Вып. 4. С. 1168.
- Smirnov R. V., Kononovich E. V. // Astr. & Astroph. trans. 1995. V. 6. P. 1.
- Смирнов Р. В., Кононович Э. В. — В сб.: Магнитные поля Солнца и гелиосейсмология. — С.-Пб., 1994. С. 140.
- Мустель Э. Р. — В сб.: Космос и метеорология. — М.: ГМИЗ, 1987. С. 5.
- Labitzke K. // Geophys. Res. Letters. 1987. V. 14. P. 535.
- Мулюкова Н. Б., Мустель Э. Р., Чертопруд В. Е. // 1978. Т. 55. № 2. С. 437.
- Curry K. // New Scientist. 1978. V. 80. № 1130. P. 605.
- Витинский Ю. И., Оль А. И., Сазонов Б. И. // Солнце и атмосфера Земли. — Л.: ГМИЗ, 1976.
- Логинов В. Ф. // Солнечная активность и динамика климата. — Обнинск: ВНИГМИ МЦД, 1975.

10. Герман Дж.Р., Голдберг Р.А. // Солнце, погода и климат. — Л.: ГМИЗ, 1981. 318 с.
11. Гирс А. А. // Многолетние колебания атмосферной циркуляции и долгосрочные гидрометеорологические прогнозы. — Л.: ГМИЗ, 1971.
12. Смирнов Р.В. // Астрономический циркуляр. 1981. № 1202. С. 6.
13. Konopovich E. V., Smirnov R. V. // SCOSTEP, 8-th Intern. Simp., Sendai, Japan, 1994. P. 230.
14. Ривин Ю.Р. // Циклы Земли и Солнца. — М.: Наука, 1989.
15. Смирнов Р.В., Кононович Э.В., Старцев С.В. // Астрон. ж. 1984. Т. 61. Вып. 4. С. 778.
16. Смирнов Р.В., Кононович Э.В., Афанасьев В.В. // Астрон. ж. 1987. Т. 64. Вып. 2. С. 437.
17. Кононович Э.В., Михневич В.В., Смирнов Р.В. // Солнечные данные. 1985. № 4. С. 69.
18. Смирнов Р.В., Кононович Э.В., Старцев С.В. // Астрон. циркуляр. 1984. № 1337. С. 4.
19. Смирнов Р.В., Кононович Э.В., Старцев С.В. // Астрон. циркуляр. 1984. № 1336. С. 6.
20. Максимов И. В. // Геофизические силы и воды океана. — Л.: ГМИЗ, 1970.
21. Шулейкин В. В. // Физика моря. — М.: Наука, 1968.
22. Задвернюк В. М., Михневич В. В., Смирнов Р. В. // Солнечная активность, погода и климат. — М.: ГМИЗ, 1987.
23. Бирман Б. А., Позднякова Т. Г. // Метеор. и гидрол. 1991. № 4. С. 104.
24. Лаштовичка Л., Мансуров С. М., Мансурова Л. Г., Смирнов Р. В. // Ионосферные исследования. 1982. № 36. С. 95.

Институт прикладной геофизики,
Астрономический институт
им. Штернберга,
г. Москва, Россия

Поступила в редакцию
26 июня 1996 г.

SOME ASPECTS OF THE SOLAR CYCLIC RECURRENCE DISPLAY IN THE LOWER ATMOSPHERE OF THE EARTH

R. V. Smirnov, E. V. Kononovich

Several examples of the solar cyclic recurrence display in the lower atmosphere and the ocean are considered using North Atlantic as an example. The solar activity influence manifests itself in the enhancement of certain circulation forms recurrence.