

АНАЛИЗ ПРИМЕНИМОСТИ СТАЦИОНАРНОЙ МОДЕЛИ СОЛНЕЧНОЙ ФОТОСФЕРЫ

НА ОСНОВЕ ИЗУЧЕНИЯ ДАННЫХ ПО ФОТОМЕТРИИ ДИСКА СОЛНЦА
В ВИДИМОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ НГУ, КАФЕДРА ФЭЧ ИЯФ СО РАН (1999)

ЗАЙЦЕВ А. С., ИЛЬДУГАНОВ Н. В.

НАУЧНЫЙ РУКОВОДИТЕЛЬ: *НЕСТЕРЕНКО И. Н.* (ИЯФ СО РАН)

Целями данной работы являлись проверка применимости модели «серой» звёздной атмосферы к верхним слоям атмосферы Солнца и выяснение влияния конвективного слоя на фотометрические свойства солнечной поверхности. В качестве основного критерия использовался метод сопоставления теоретических температурных распределений с результатами анализа точной фотометрии поверхности Солнца в видимом диапазоне длин волн. Результаты этого анализа показывают, что приближённая и точная геометрические модели атмосферы удовлетворительно описывают реальные распределения лишь вблизи центра диска. В то же время учёт дополнительных эффектов ¹⁾ позволяет получить хорошее согласие с данными наблюдений равномерно по всему диску.

Точные фотометрические наблюдения позволяют однозначно построить модель верхней атмосферы, например, в центрально-симметричном приближении. В качестве источника необходимой информации нами использовались наблюдения потемнения диска Солнца к краю в видимой области. На основе анализа этих данных были построены некоторые термодинамические модели фотосферы Солнца и произведены оценки областей их применимости.

§1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ О НАХОЖДЕНИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ В СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЕ

В данном разделе мы сформулируем концепцию моделирования, сделаем необходимые приближения и приведём основные уравнения, описывающие состояние солнечной атмосферы.

Рассмотрим атмосферу, состоящую из плоскопараллельных слоёв, расположенных по нормали к направлению силы тяжести (оси z). Пусть атмосфера находится в состоянии макроскопического механического равновесия, тогда одно из уравнений имеет вид:

$$\frac{dp}{dz} = -g\rho = -g(p_G + p_R), \quad (1)$$

ρ - плотность, p - полное давление, p_G - газовое давление, p_R - световое давление, g - локальное ускорение свободного падения, z - геометрическая глубина. Пусть атмосфера также находится в состоянии локального термодинамического равновесия (ЛТР), тогда второе уравнение, связывающее температуру с глубиной, будет: $T = T_e f(\tau)$, где эффективная температура T_e связана с потоком πF соотношением $\pi F = \sigma_R T_e^4$, σ_R - постоянная Стефана-Больцмана, τ - оптическая глубина.

¹⁾ под учётом дополнительных эффектов при построении модели атмосферы здесь и далее подразумевается учёт эффектов ионизации, рекомбинации и рассеяния света в атмосферном веществе.

Связь между геометрической и оптической глубинами определяется соотношением

$$\frac{d\tau}{dz} = -\bar{\kappa}\rho, \text{ где } \bar{\kappa} = \bar{\kappa}(T, p_G, A_i) = \langle \kappa_v \rangle. \quad (2)$$

$$(2) \& (1): \frac{d}{d\tau}(p_G + p_R) = \frac{g}{\kappa}. \quad (3),$$

где κ_v - монохроматический коэффициент поглощения на единицу массы, ν - частота. Было показано [6,7], что $p_R = p_R(\bar{\kappa}, T)$, следовательно, интегрируя (3) с граничным условием $p = 0, \tau = 0$ находим $p = p(\tau)$. Добавив к написанным уравнениям уравнение состояния среды, находим $\rho = \rho(\tau)$. В качестве последнего всегда можно взять уравнение состояния идеального газа $p_G = \frac{k}{\mu_A H} \rho T$, где H - масса атома водорода, k - постоянная Больцмана, $\mu_A = \mu_A(\tau)$ - средний атомный вес частиц. Из (2) находим $z = z(\tau)$.

Лучистое равновесие. Нахождение температурных распределений.

Рассмотрим стационарную атмосферу с постоянным химическим составом и пренебрежимо малой кривизной слоёв. Осесимметричное поле излучения будем описывать спектральной интенсивностью излучения $I_v = I_v(z, \mu)$, где $\mu = \cos(\gamma)$, γ - угол между рассматриваемым направлением и внешней нормалью. Всюду будем пренебрегать эффектами, связанными с поляризацией.

Определим среднюю по телесному углу интенсивность $J_v(z) = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 I_v(z, \mu) d\mu$.

Поток излучения равен $\pi F_v(z) = 2\pi \int_{-1}^1 I_v(z, \mu) \mu d\mu$. Пусть $K_v(z) := \frac{1}{2} \int_{-1}^1 I_v(z, \mu) \mu^2 d\mu$.

Баланс лучевой энергии в элементарном цилиндре высотой $ds = dz/\mu$, направленном вдоль луча с интенсивностью $I_v(z, \mu)$ описывается уравнением переноса

$$\mu \frac{dI_v}{dz} = -\kappa_v \rho I_v(z, \mu) + \rho \epsilon_v.$$

Пусть $\tau = \int_z^\infty \bar{\kappa} \rho dz$ и $\mathfrak{I}_v(z) = \frac{\epsilon_v(z)}{\kappa_v(z)}$ - функция источника, ϵ_v - монохроматический

коэффициент спонтанного излучения на ед. массы. В безразмерных переменных (τ, μ) уравнение переноса примет вид:

$$\mu \frac{dI_v}{d\tau} = \eta'_v [I_v - \mathfrak{I}_v], \text{ где } \eta'_v := \frac{d}{d\tau} \eta_v(\tau) = \frac{\kappa_v}{\kappa}.$$

Если энергия переносится только излучением, то интегральный поток не должен зависеть от глубины, следовательно

$$\int_0^\infty \eta'_v [I_v(\tau) - \mathfrak{I}_v(\tau)] d\nu = 0, \quad \frac{dK_v}{d\tau} = \frac{1}{4} \eta'_v F_v.$$

В рамках предположения о ЛТР в качестве функции источника можно использовать интенсивность излучения чёрного тела

$$\mathfrak{I}_v = B_v(T) = \frac{2\pi\nu^3}{c^2} \left[\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1 \right]^{-1}.$$

более того, можно получить [6], интегральное уравнение на функцию $T(\tau)$.

Определим вспомогательный интегральный оператор

$$\Lambda_{\tau}^{(n)}[f_1, f_2] = \int_{\tau}^{\infty} f_2(t) E_n[f_1(t) - f_1(\tau)] f_1' dt - (-1)^n \int_{\tau}^{\infty} f_2(t) E_n[f_1(\tau) - f_1(t)] f_1' dt,$$

где $E_n(x) = \int_1^{\infty} e^{-x\varpi} \frac{d\varpi}{\varpi^n}$ - интегральная показательная функция.

Таким образом, уравнение на функцию $T(\tau)$ имеет вид

$$\int_0^{\infty} B_v(\tau) \eta_v' dv = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} \Lambda_{\tau}^{(1)}[\eta_v, B_v] \eta_v' dv. \quad (4)$$

Непрерывное поглощение нейтральным водородом.

Для атомарной среды макроскопический спектральный коэффициент поглощения может быть записан в виде суммы атомных коэффициентов поглощения с соответствующими статистическими весами:

$$\kappa_v = \frac{n_0}{\rho} \sum_n \alpha_v^n \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu_n}{kT}\right) \right],$$

n_0 - полная концентрация частиц, h - постоянная Планка.

Квантовомеханические расчёты в рамках нестационарной теории возмущений для водородоподобного атома с номером Z дают [7, 9] следующее выражение

$$\alpha_v^n(H) = \frac{64\pi^2}{3\sqrt{3}} \frac{me^{10}}{ch^6} \frac{Z^4}{n^5 v^3} g_v(n), \quad v > v_n,$$

где $g_v(n)$ - множитель Гаунта. С учётом вклада от возникающей в результате наложения возмущения (внешнего электромагнитного поля) непрерывной части спектра можно написать данное выражение в следующем виде

$$\alpha_v^n(H) = F \frac{D}{\alpha^3}, \quad \text{где } \alpha = \frac{h\nu}{kT}, \quad F = \frac{64\pi^2}{3\sqrt{3}} \frac{me^{10}}{ch^6} \frac{Z^4}{n^5 v^3} e^{-\alpha_1}, \quad D = \sum_{\alpha_n < \alpha} \frac{e^{\alpha_n}}{n^3} + \frac{1}{2\alpha_1} e^{\alpha_5}. \quad (5)$$

В данной работе мы будем учитывать поглощение лишь водородной компонентой солнечной атмосферы при рассмотрении уточнённых геометрических моделей.

§2. НЕКОТОРЫЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЫ В СТАЦИОНАРНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

В ДАННОМ РАЗДЕЛЕ МЫ ПРИВЕДЁМ ОПИСАНИЕ МЕТОДОВ РЕВЕРСИВНЫХ ВЫЧИСЛЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ (НАХОЖДЕНИЕ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ПО ЗАДАНЫМ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИМ ПАРАМЕТРАМ). $R_{\odot} = 1$.

2.1. Геометрическая модель тонкого излучающего слоя

Наиболее простой моделью, позволяющей произвести количественный расчёт потемнения солнечного диска к краю в видимом диапазоне длин волн, является модель тонкого излучающего слоя. Согласно данной модели, все видимое излучение Солнца испускается на определённой глубине H_{vis} , следовательно, по известным зависимостям $T(l)$ и $B(T)$ - (радиальное распределение температуры и функция источника соответственно) можно построить функцию интенсивности выходящего излучения:

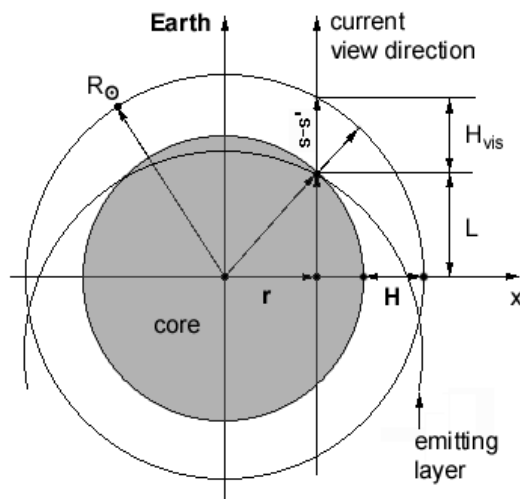


Рис. 1. Радиальный срез Солнца – иллюстрация к описанию геометрических моделей атмосферы.

$$I(r, H) = \frac{B\left(T\left(1 - \sqrt{1 + H_{vis}^2 - 2H_{vis}\sqrt{1 + r^2}}\right)\right)}{B(T(H_{vis}))}. \quad (6)$$

2.2. Модель излучающего слоя конечной толщины

В данном случае величина болометрической интенсивности, нормированная на единицу, определяется интегрированием по отрезку луча зрения $s - s'$ и дается выражением:

$$I(r, H) = \frac{\int_0^H B(T(h(l, r))) \alpha(T(h(l, r))) dl}{\int_0^H B(T(l)) \alpha(l) dl}, \quad (7)$$

где H - предельная оптическая глубина, α - интегральный коэффициент поглощения

среды, $h(l, r) = 1 - \sqrt{1 + l^2 - 2l\sqrt{1 + r^2}}$.

В предположении о равновесном характере происходящих процессов $B(T) \sim T^4$. Возможность такого рассмотрения можно обосновать, вычислив параметр

$$C = \frac{\int_{\nu_0}^{\infty} \alpha_{\nu} J_{\nu} \frac{d\nu}{h\nu}}{\int_{\nu_0}^{\infty} \alpha_{\nu} B_{\nu} \frac{d\nu}{h\nu}},$$

т. е. отношение потока излучения к среднему количеству ионизаций в некотором объеме среды. Для Солнца отличие величины C от единицы пренебрежимо мало [7].

§3. РЕЗУЛЬТАТЫ ПРОВЕДЕННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

3.1. Методика настройки и проведения наблюдений

Для проведения наблюдений использовалась расположенная рядом с основным куполом размеченная площадка обсерватории **VEGA** с тремя специальными опорами, обеспечивающими точную ориентацию осей монтировки. При подготовке к наблюдениям соблюдалась следующая последовательность операций. За **1 - 1.5** часа перед проведением наблюдений инструмент устанавливался площадку с целью приведения его элементов в термическое равновесие с окружающим воздухом. В процессе тестирования камеры и настройки оптической системы выставлялась величина эффективного фокусного расстояния телескопа (посредством изменения положения линзы Барлоу). Управление ПЗС - камерой осуществлялось при помощи специально написанного драйвера для ОС **LINUX** (©Ильдуганов Н. В).

Применялись две основные оптические схемы:

- **CCD&AL** – построение изображения при помощи дополнительного объектива,
- **CCD &DF** – наблюдения в прямом фокусе главного объектива.

Полученные данные подвергались первичной обработке с целью селекции наиболее качественных из них; прошедшие первую проверку детально изучались и подвергались фотометрическим измерениям.

SUN 26 11 1999 VEGA OBSERVATIONS OVERVIEW

©VEGA NSU RUSSIA

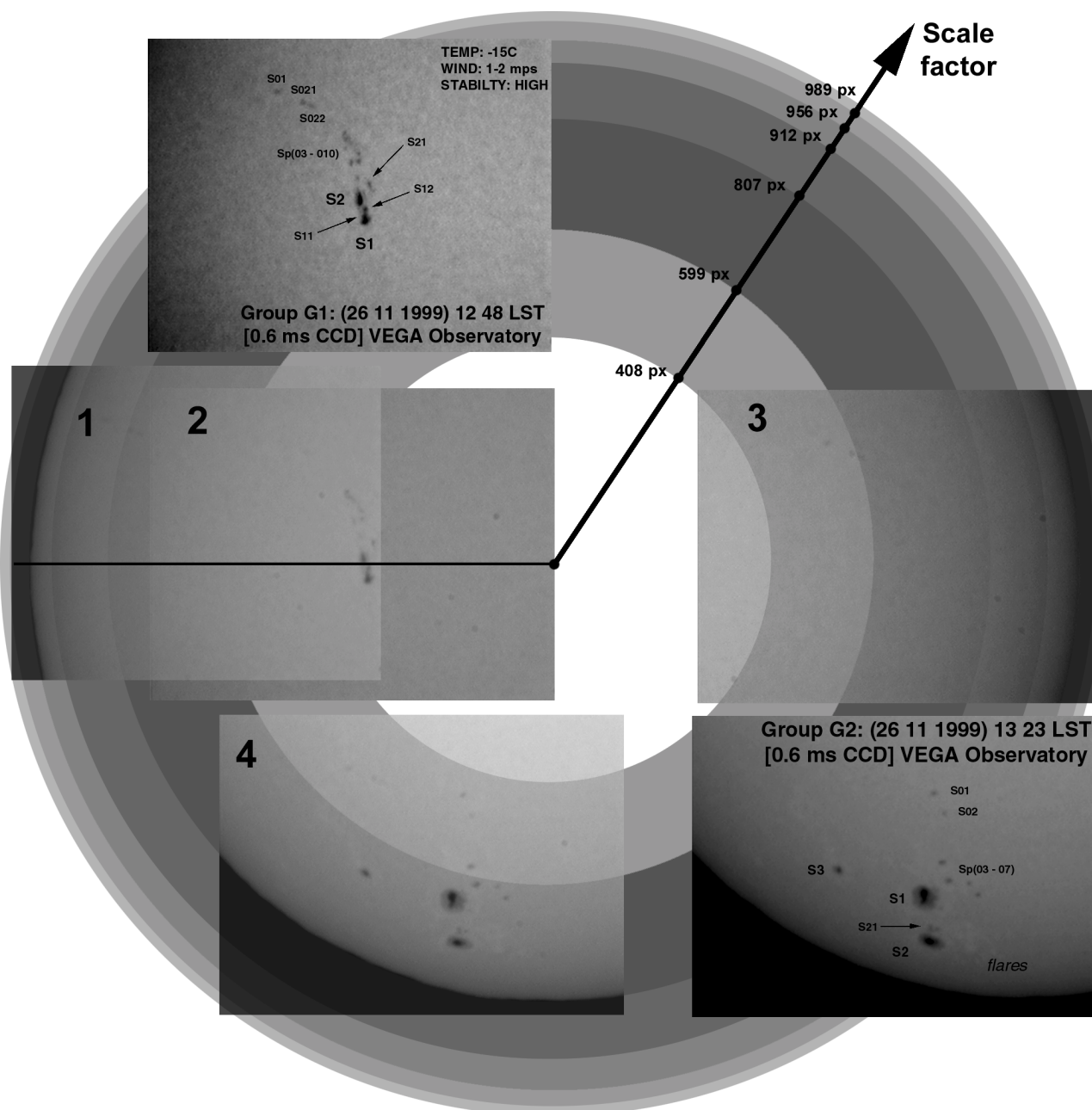


Рис. 3. Обзор снимков, использованных для обработки в данной работе. Специфическая группировка избрана с целью определения эффективного углового разрешения системы солнечный телескоп – ПЗС - ПЗС контроллер (см. таблицу). (px – величина абсолютного расстояния в пикселях). Положение центра солнечного диска определено по снимкам **1-3** с точностью не хуже 1.5%. Время экспозиции для всех снимков 10 ms. Диаметр солнечного диска 1944.6'' (см. Приложение №2)

Угловое разрешение на изображениях

Номер снимка	УР ("/pixel)	Относительная погрешность
1-3	1.017''	<2%
4	1.205''	<2%

§4. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ НАБЛЮДЕНИЙ

4.1. Область применимости геометрических моделей

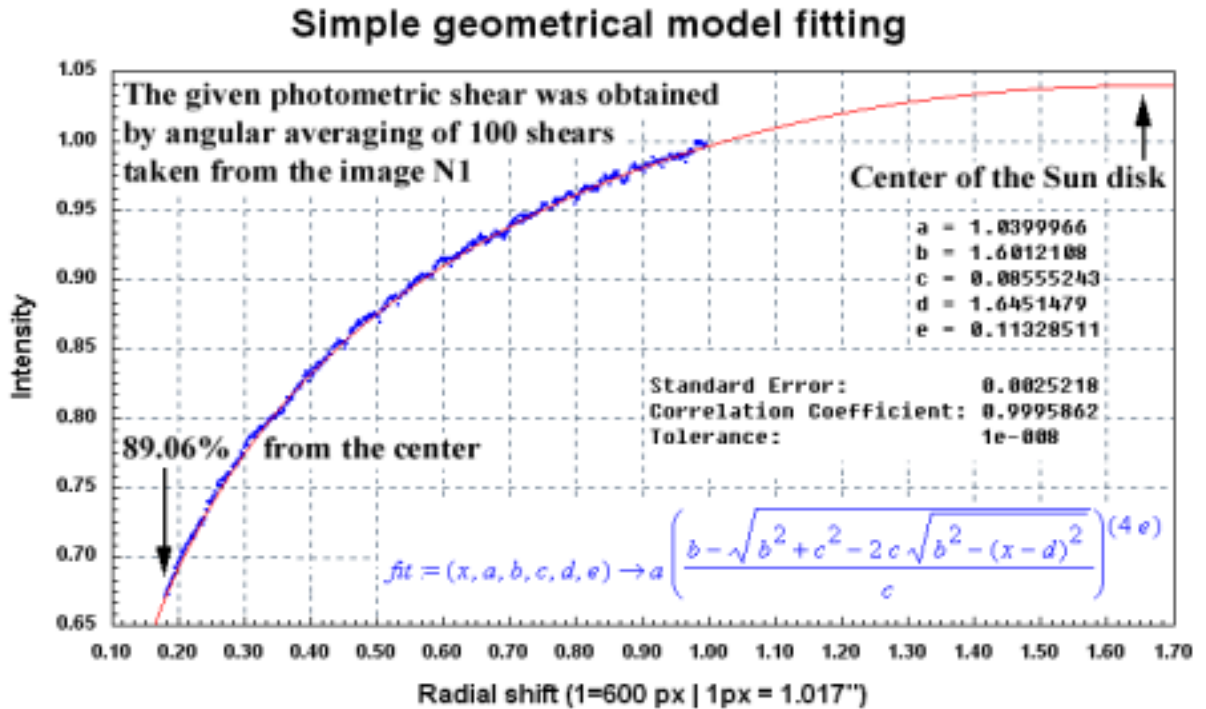


Рис. 4. Фотометрический срез солнечного диска и соответствие полученного распределения теоретической кривой модели тонкого излучающего слоя, основанной на формуле (6) при $B(T) \propto T^4$.

Интегральное уклонение от теоретической кривой для модели (6) (см. рис. 4) составляет $<1\%$ (!) в диапазоне $[0.00, 0.90]$ расстояний точек от центра солнечного диска, однако в диапазоне $(0.90, 1.00)$ данная модель совершенно неудовлетворительно описывает поведение фотометрической кривой (см. рис. 5a). Относительная глубина излучающего слоя $c/b = 0.053$ существенно отличается от принятой в стандартной модели Солнца (~ 0.014), следовательно, рассмотренная модель является приемлемой лишь в случае качественного описания. Следует также заметить, что при полученных параметрах распределения и радиальном диапазоне $[0.00, 0.90]$ модели (6) и (7) при $\alpha(h) \equiv 1$ дают практически совпадающие результаты (см. рис. 5b), так что нет необходимости отдельно анализировать подобный частный случай (7).

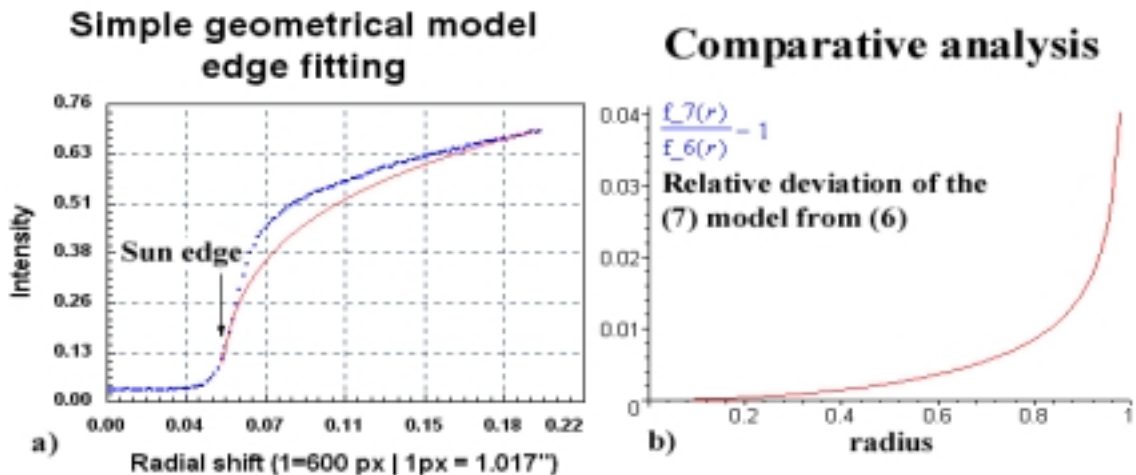


Рис. 5. (a) Область применимости моделей (6) и (7) и их взаимное относительное отклонение (b)

4.2. Область применимости уточнённой модели

Уточним геометрическую модель, введя в рассмотрение водородное поглощение в непрерывном спектре (5) (мы считаем условия равновесности среды выполненными). Ввиду резкого роста объёма необходимых вычислений количество точек сравнения было уменьшено до 20. (см. рис. 6). Наиболее интересной для сравнения областью является край солнечного диска (вследствие специфического характера фотометрической кривой в этой области).

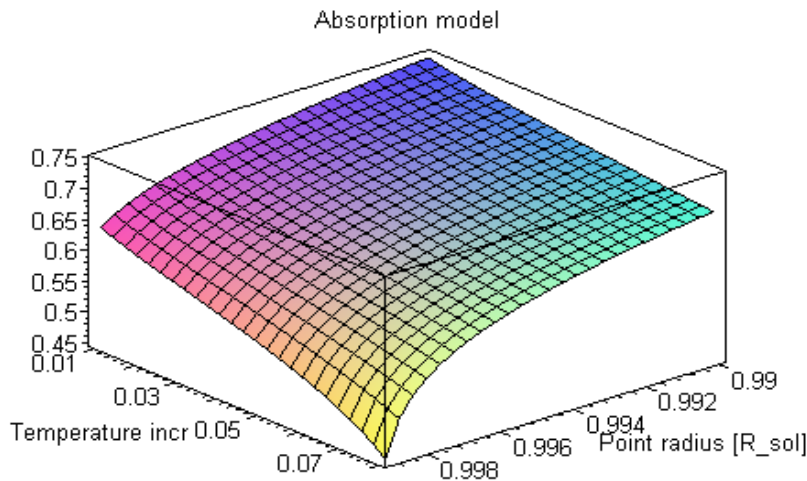


Рис. 6. Расчётная интенсивность выходящего с солнечной поверхности излучения вблизи края солнечного диска. Параметры: положение относительно диска (в видимых радиусах Солнца) и показатель в зависимости $T \sim h^\alpha$ температуры вещества от глубины

Построение вертикального температурного среза в данном случае даёт результаты, много лучше согласующиеся со стандартной моделью Солнечной атмосферы (рис. 7), в особенности вблизи края диска.

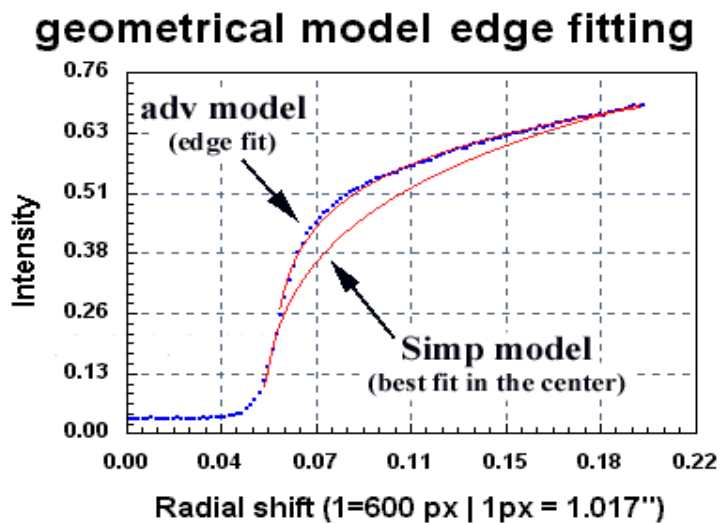


Рис. 7. Учёт водородного поглощения значительно улучшает точность описания фотометрических срезов вблизи края диска Солнца (относительное отклонение “adv. fit” от измеренных величин ~ 0.04). Уточнённая модель даёт следующие значения параметров:

$$\begin{aligned} a &= 1.0452213 \\ b &= 1.6054761 \\ c &= 0.01725421 \\ d &= 0.12156191 \end{aligned}$$

Таким образом, приближение функции распределения температуры степенной функцией достаточно точно ($\sim 4\%$) описывает выходящее излучение при условии учёта поглощающих свойств среды.

4.3. Влияние конвективного слоя

Наблюдаемое нами в оптическом диапазоне излучение Солнца приходит из верхнего яруса конвективной зоны (т. к. глубина излучающего слоя составляет $\sim 0.01R_\odot$), таким образом, влияние его сводится к формированию тонкой структуры фотосферы (образование грануляции). Поэтому при построении приближённых термодинамических моделей мы обоснованно пренебрегли его влиянием.

ВЫВОДЫ

Таким образом, нами выяснены области применимости как простых геометрических моделей, так и моделей, учитывающих атомарное поглощение, получены и проанализированы достаточно качественные изображения группы пятен, допускающие наблюдение элементов тонкой структуры пятен и поверхности в их окрестностях. Кроме того, в рамках выполнения данной работы был создан специализированный драйвер (©Ильдуганов Н. В) для управления контроллером ПЗС – камеры, необходимый для дальнейшей работы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Затронутые в данной работе как теоретические, так и экспериментальные вопросы моделирования атмосферы и высокоточной фотометрии поверхности Солнца нуждаются в дальнейшем рассмотрении. Для получения существенно более точных результатов необходимо усовершенствование солнечного телескопа, системы юстировки, способов борьбы с паразитным светом, методов обработки результатов. Возможно, необходимо применение методов интерферометрических наблюдений в узких линиях. Разработка соответствующих проектов будет продолжена, что в будущем предоставит возможность значительно увеличить точность фотометрических измерений.

ЛИТЕРАТУРА¹⁾

1. **(B34 З-476);** И. С. Зейликович, Голографическая диагностика прозрачных сред, 1988 г.
2. **(B34 Р-243);** Распространение оптических волн в случайно-неоднородной атмосфере, 1979 г.
3. **(B6 О-243);** В. Н. Обридко, Солнечные пятна и комплексы активности, М.: «Наука», 1985
4. **(B6 Ф-503);** Физика солнечных пятен (сборник статей), 1976 г.
5. **(52 З-430);** Звёздные атмосферы, М.: «Издательство иностранной литературы», 1963 г., перевод с англ.
6. **(B6 Ж-512);** В. В. Железняков, Звёздные атмосферы, 1977 г.
7. **(33 С-250);** Б. Гебхарт, Свободноконвективные течения, теплопроводность и массообмен, 1991 г.
8. **(52 Я-286);** К. де Ягер, Строение и динамика атмосферы солнца, М.: «Издательство иностранной литературы», 1962 г., перевод с англ.
9. **(B6 Г-461);** Э. Гибсон, Спокойное солнце, М.: «Мир», 1977 г., перевод с англ.
10. **(B6 К-203);** С.А.Каплан, Физика плазмы солнечной атмосферы, М.: «Наука», 1977 г.
11. **(532 К-903);** А. Г. Куликовский, Магнитная гидродинамика, 1962 г.
12. **(52 З-639);** Г. Зирин, Солнечная атмосфера, М.: «Мир», 1969 г., перевод с англ.
13. **(B6 Ж-512);** В. В. Железняков, Электромагнитные волны в космической плазме, М.: «Мир», 1977 г.
14. **(B25 П-520);** Р. В. Половин, Основы магнитной гидродинамики, М.: «Мир», 1969 г.
15. **(Д23 С-501);** В. А. Смеркалов, Прикладная оптика атмосферы, С.-П.: «ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ», 1997 г.
16. Ю. И. Витинский, Солнечная активность, М.: «Наука», 1983 г.
17. М. Р. Rast (mprast@delilah.hao.ucar.edu), P. A. Fox, H. Lin, B. W. Lites, R. W. Meisner & O. R. White. Bright rings around sunspots, Nature 401, p.678-679 (1999). PSPT Data request: <http://rise.hao.ucar.edu>

¹⁾ В скобках указан шифр книги по каталогу библиотеки НГУ