

5 Солнце

5.1 Фотосферные образования и вращение

Все звезды настолько удалены от нас, что внешний вид их ничего не может нам дать. Это точки без видимого диаметра. И не будь рядом с нами Солнца, этой единственной звезды, показывающей диск с деталями, наши знания о звездах были бы весьма скудными. Естественно, что Солнце является наиболее изученной звездой, поэтому с него и начнем.

1. Солнце видно нам диском диаметром d около 0.5° с резким краем. Сплюснутость диска очень мала $(d_{max} - d_{min})/d_{max} < 10^{-5}$.

2. Яркость диска уменьшается к его краю – так называемое *потемнение к краю*. Потемнение больше в ультрафиолетовых лучах, чем инфракрасных.

3. Поверхность Солнца имеет зернистый вид, называемый *грануляцией*. Явление было открыто визуально Жансеном (во Франции) и Ганским (в Симеизе) в конце XIX века. Размер гранул порядка $1''$ – $1.5''$ (~ 700 – 1000 км), время жизни – 7–10 минут. Яркость гранул на 35–40% выше, чем у промежутков между ними (разность температур ~ 350 – 400 град). Выводы Жансена и Ганского были подтверждены Шварцшильдом в середине XX века по фотографиям, сделанным при подъеме телескопа в атмосферу. Наблюдения с поверхности Земли трудны из-за турбулентции в земной атмосфере, размывающей картину грануляции. Поэтому до 30-х годов XX века считалось, что размер гранул $\sim 5''$, а работы Жансена и Ганского были забыты.

4. *Пятна* – темные образования размером порядка $1'$ (43000 км), хотя есть и большие пятна размером $\sim 4'$ (185000 км). Малые пятна ($3 - 4''$) называются *порами*. Настоящие пятна (не поры) имеют сложное строение: ядро и полутень. В ядре также обнаруживается грануляция. Температура в пятне ~ 4500 К (на поверхности Солнца $T \approx 5700$ К).

5. *Факелы* – светлые области вокруг пятен. Видны на краю диска.

Объекты 3–6 называются *фотосферными образованиями*.

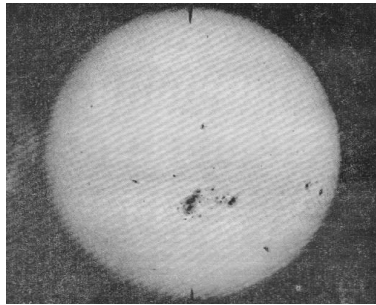


Рис. 1: Группа солнечных пятен.

Вращение Солнца Движение пятен по диску Солнца наблюдал Галилей (1610 г.) и объяснил это вращением Солнца. Пятна, особенно большие, видны иногда очень долго и их удается узнать при повторном появлении. Оказалось, что: а) пятна имеют еще и собственное перемещение; б) период возвращения пятен зависит от гелиографической широты (исследовать удается пятна в пределах -40 – $+40^\circ$, поскольку выше пятна редки) и экваториальные пятна вращаются быстрее.

Удалось найти положение оси вращения Солнца (см. рис.). За нуль-пункт долгот принят меридиан, проходящий через центр диска 1 января 1854 г. (JD 2398220.0). Звездный период

на широте $\varphi = 16^\circ$ составляет 25.380, т.е. $\omega = 14.1844$. Эмпирическая формула

$$\omega = 14.38 - 2.7 \sin^2 \varphi \quad (1)$$

получена по большому числу пятен, чтобы усреднить их собственное движение.

Лучевые скорости пятен вычисляются относительно теллурических линий или по попарным щелевым спектрограммам для разных краев. Это дает линейную скорость вращения Солнца.

5.2 Периодичность солнечной пятнообразовательной деятельности

Швабе (1843 г.) установил 11-летний цикл солнечной активности, проявляющийся не только в изменении пятен, но и во многом другом. Период активности (от минимума до максимума) установить трудно, поскольку нелегко поймать момент минимума (из-за вращения Солнца и т.п.). Наилучший индекс солнечной активности – площадь пятен, но ее хлопотно вычислять из-за шаровой формы Солнца. Вполне достаточно бывает анализа числа Вольфа

$$W = 10g + f, \quad (2)$$

где g – число групп пятен, f – число пятен (и изолированных, и входящих в группы), т.е. для одного пятна $W = 11$.

Связь W с площадью пятен F , выраженной в миллионных долях полусферы, задается эмпирической формулой

$$F = 16.7W. \quad (3)$$

Различимость пятен зависит от инструмента, так что

$$W = k(10g + f), \quad (4)$$

где коэффициент $k = 1$ для инструмента в Цюрихе.

По старым рисункам нашли число W назад вплоть до 1749 г. Циклы солнечной активности бывают разной продолжительности, но обычно возрастание активности от минимума до максимума длится 4 года, а спад опять к минимуму порядка 7 лет. При этом максимумы временной зависимости $W(t)$ бывают разной высоты.

Спектр Солнца – непрерывный спектр с большим числом линий. Для объяснения этого непрерывного и линейчатого спектра Солнца используется теория, одинаковая для звезд и Солнца.

5.3 Элементы теории солнечной атмосферы

Определим некоторые характеристики поля излучения.

Интенсивность – количество энергии, протекающей через единичную площадку, перпендикулярную к направлению распространения излучения в единицу времени в единичном телесном угле и единичном интервале частот, т.е.

$$dE_\nu = J_\nu d\sigma dt d\omega d\nu. \quad (5)$$

Поток – количество энергии, протекающей через единичную площадку за единицу времени в единичном интервале частот, т.е.

$$dE_\nu = \nu d\sigma dt d\nu. \quad (6)$$

Связь между потоком H_ν и интенсивностью J_ν получается, если проинтегрировать выражение для интенсивности по всем телесным углам

$$H_\nu = \int J_\nu \cos \theta d\omega, \quad (7)$$

где θ – угол между нормалью к поверхности площадки и направлением распространения излучения, который может быть использован как угол сферической системы координат $d\omega = \sin \theta d\theta d\varphi$.

В выражении

$$H_\nu = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi J_\nu \cos \theta \sin \theta d\omega \quad (8)$$

можно выделить поток, падающий на площадку снизу и сверху соответственно

$$H_\nu = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} J_\nu \cos \theta \sin \theta d\omega \quad (9)$$

$$H'_\nu = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{\pi/2}^\pi J_\nu \cos \theta \sin \theta d\omega \quad (10)$$

Плотность (излучения) – количество энергии, находящейся в единичном объеме.

Плотность можно выразить через интенсивность. Рассмотрим энергию, протекающую через малую площадку $d\sigma$ в телесном угле $d\omega$ за время dt в интервале частот $d\nu$

$$dE_\nu = J_\nu d\sigma d\omega dt d\nu. \quad (11)$$

Тогда в малом объеме $dV = d\sigma ds$ в течение времени $dt = ds/c$, где c – скорость света, будет находиться энергия

$$dE_\nu = J_\nu \frac{1}{c} dV d\omega d\nu. \quad (12)$$

Интегрируя по всем телесным углам и используя определение плотности ρ_ν , получим

$$\rho_\nu = \frac{1}{c} \int J_\nu d\omega. \quad (13)$$

Найдем поток на поверхности звезды и плотность излучения для изотропного излучения $J_\nu(\theta) = J_\nu$. Поток есть

$$H_\nu^* = \int J_\nu \cos \theta d\omega = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} J_\nu \cos \theta \sin \theta d\theta = \pi J_\nu, \quad (14)$$

плотность излучения

$$\rho_\nu^{\text{из}} = \frac{1}{c} \int J_\nu d\omega = \frac{1}{c} J_\nu 2\pi \int_0^\pi \sin \theta d\theta = \frac{4\pi}{c} J_\nu. \quad (15)$$

Поток излучения на расстоянии r от звезды равен

$$H_\nu = J_\nu \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\theta_0} \cos \theta \sin \theta d\theta = \pi J_\nu \sin^2 \theta_0. \quad (16)$$

Поскольку $\sin \theta_0 = \frac{r_*}{r}$, то

$$H_\nu = H_\nu^* \left(\frac{r_*}{r} \right)^2. \quad (17)$$

Теперь плотность излучения

$$\rho_\nu = \frac{1}{c} J_\nu 2\pi \int_0^{\theta_0} \sin \theta d\theta = \frac{2\pi}{c} J_\nu (1 - \cos \theta_0). \quad (18)$$

Поскольку $\cos \theta_0 = \sqrt{1 - \left(\frac{r_*}{r}\right)^2}$, то

$$\rho_\nu = \rho_\nu^{\text{изотр}} W, \quad \text{где } W = \frac{1}{2} \left[1 - \sqrt{1 - \left(\frac{r_*}{r}\right)^2} \right]. \quad (19)$$

Величина W называется *коэффициентом дилуции излучения*. Очевидно, что на поверхности звезды $\rho_\nu = \frac{1}{2} \rho_\nu^{\text{из}}$.

5.3.1 Уравнение переноса излучения

Считается, что энергия вырабатывается внутри звезд, переносится по звезде и выносится наружу через фотосферу.

Механизмы переноса излучения:

- 1) лучистый перенос;
- 2) теплопроводность;
- 3) конвекция.

Главную роль играет первый механизм, часто важен и третий. Зоны конвективного и лучистого переноса в звездах разных типов находятся в различных местах

На пути ds поглощается доля энергии, равная $\alpha_\nu ds$, т.е. поглощаемая энергия есть

$$\alpha_\nu ds J_\nu d\sigma d\omega dt d\nu. \quad (20)$$

Рассмотрим элементарный объем. Пусть ε_ν – энергия, излучаемая в единице объема за единицу времени в единичном телесном угле, т.е. энергия, излучаемая объемом dV есть

$$\varepsilon_\nu dV d\omega dt d\nu. \quad (21)$$

Пусть количество энергии, падающей извне на левую сторону объема dV площадью $d\sigma$, есть

$$J_\nu d\sigma d\omega dt d\nu. \quad (22)$$

Изнутри на правую сторону объема падает соответственно

$$(J_\nu + dJ_\nu) d\sigma d\omega dt d\nu. \quad (23)$$

Закон сохранения энергии дает

$$\begin{aligned} (J_\nu + dJ_\nu) d\sigma d\omega dt d\nu &= J_\nu d\sigma d\omega dt d\nu. \\ &- \alpha_\nu ds J_\nu d\sigma d\omega dt d\nu. + \varepsilon_\nu dV d\omega dt d\nu. \end{aligned} \quad (24)$$

Учитывая $dV = d\sigma ds$ и сокращая, получим уравнение переноса

$$\frac{dJ_\nu}{ds} = -\alpha_\nu J_\nu + \varepsilon_\nu. \quad (25)$$

5.3.2 Уравнение лучистого равновесия

В фотосфере нет источников и стоков энергии, она находится в лучистом равновесии, т.е. если взять некоторый объем, то для плоскопараллельного слоя $ds = dR \sec \theta$ и количество поглощенной энергии есть

$$\alpha_\nu dR \sec \theta J_\nu d\sigma \cos \theta d\omega dt d\nu. \quad (26)$$

Полное количество поглощенной энергии получается после интегрирования по всем телесным углам и частотам

$$dR d\sigma dt \int \alpha_\nu d\nu \int J_\nu d\omega. \quad (27)$$

Объем излучает $\varepsilon_\nu ds \sec \theta dR d\omega dt d\nu$, и после интегрирования по всем телесным углам и частотам получаем

$$ds \sec \theta dR dt \int d\nu \int \varepsilon_\nu d\omega. \quad (28)$$

Приравнявая, сокращая $ds \sec \theta dR dt$ и учитывая то, что φ_ν не зависит от направления, имеем

$$4\pi \int \varepsilon_\nu d\nu = \int \alpha_\nu d\nu \int J_\nu d\omega. \quad (29)$$

Для плоскопараллельных слоев уравнение переноса приобретает вид

$$\frac{\cos \theta dJ_\nu}{dR} = -\alpha_\nu J_\nu + \varepsilon_\nu. \quad (30)$$

Заметим, что α_ν зависит от многих вещей и получить выражение этой зависимости с явным виде трудно. Часто используют приближения этой зависимости, простейшим из которых является первое приближение $\alpha_\nu = \alpha$.

5.3.3 Теория серых фотосфер

Фотосферы с коэффициентом поглощения, не зависящем от частоты, называют *серыми*. Для них $\alpha_\nu = \alpha$ и

$$4\pi \int \varepsilon_\nu d\nu = \alpha \int d\omega \int J_\nu d\nu. \quad (31)$$

Введем обозначения

$$\int J_\nu d\nu = J, \quad \int \varepsilon_\nu d\nu = \varepsilon \quad (32)$$

и проинтегрируем уравнение переноса по частоте

$$4\pi \varepsilon = \alpha \int J d\omega, \quad (33)$$

$$\cos \theta \frac{dJ}{dR} = -\alpha J + \varepsilon. \quad (34)$$

Введем оптическую толщину

$$\tau = \int_r^\infty \alpha dR, \quad d\tau = -\alpha dR. \quad (35)$$

Пусть $\frac{\varepsilon}{\alpha} = B$. Тогда

$$\cos \theta \frac{dJ}{d\tau} = J - B, \quad (36)$$

$$4\pi B = \int J d\omega. \quad (37)$$

Здесь $J(\tau, \theta)$, $B(\tau)$ – неизвестные функции.

Как известно, $d\omega = \sin\theta d\theta d\varphi$. Поскольку J не зависит от φ , то имеем

$$\begin{aligned} B(\tau) &= \frac{1}{2} \int_0^\pi J(\tau, \theta) \sin\theta d\theta, \\ \cos\theta \frac{dJ(\tau, \theta)}{d\tau} &= J(\tau, \theta) - B(\tau). \end{aligned} \quad (38)$$

5.3.4 Метод Шварцшильда-Шустера

Введем две величины: среднюю интенсивность излучения, распространяющегося снизу вверх $J_1(\tau)$ и сверху вниз $J_2(\tau)$

$$J_1(\tau) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} J(\tau, \theta) \sin\theta d\theta, \quad (39)$$

$$J_2(\tau) = \int_{\frac{\pi}{2}}^\pi J(\tau, \theta) \sin\theta d\theta. \quad (40)$$

Тогда

$$B(\tau) = \frac{1}{2} [J_1(\tau) + J_2(\tau)], \quad (41)$$

$$\frac{d}{d\tau} \int_0^{\frac{\pi}{2}} J(\tau, \theta) \sin\theta \cos\theta d\theta = J_1(\tau) - B(\tau), \quad (42)$$

$$\frac{d}{d\tau} \int_{\frac{\pi}{2}}^\pi J(\tau, \theta) \sin\theta \cos\theta d\theta = J_2(\tau) - B(\tau). \quad (43)$$

Вынесем среднее значение косинуса по полусфере (оно равно $\frac{1}{2}$)

$$B(\tau) = \frac{1}{2} [J_1(\tau) + J_2(\tau)], \quad (44)$$

$$\frac{1}{2} \frac{dJ_1(\tau)}{d\tau} = J_1(\tau) - B(\tau), \quad (45)$$

$$-\frac{1}{2} \frac{dJ_2(\tau)}{d\tau} = J_2(\tau) - B(\tau). \quad (46)$$

Складывая второе и третье уравнения, получим

$$\frac{1}{2} \frac{d}{d\tau} (J_1 - J_2) = J_1 + J_2 - 2B = 0. \quad (47)$$

В результате получаем $J_1 - J_2 = F = \text{const}$.

Вычитая третье уравнение из второго, имеем

$$\frac{1}{2} \frac{d}{d\tau} (J_1 + J_2) = J_1 - J_2 = F. \quad (48)$$

Тогда $J_1 + J_2 = 2F\tau + C$.

Итак,

$$2J_1 = 2F\tau + C + F, \quad (49)$$

$$2J_2 = 2F\tau + C - F, \quad (50)$$

$$B = \frac{1}{2}(2F\tau + C). \quad (51)$$

Найдем постоянные F и C , используя граничные условия. При $\tau = 0$ имеем $J_2 = 0$ (сверху излучение не падает), тогда

$$C - F = 0 \text{ и, следовательно, } C = F. \quad (52)$$

Найдем F , рассматривая выражение для потока

$$\begin{aligned} H &= \int J \cos \theta d\omega = 2\pi \int_0^\pi J \cos \theta \sin \theta d\theta = \\ &= 2\pi \left[\int_0^{\frac{\pi}{2}} J \cos \theta \sin \theta d\theta - \int_{\frac{\pi}{2}}^\pi J \cos \theta \sin \theta d\theta \right] = \\ &= 2\pi \left[\frac{1}{2}J_1 - \frac{1}{2}J_2 \right] = \pi(J_1 - J_2) = \pi F. \end{aligned} \quad (53)$$

Итак, поток $H = \pi F = const$, а $F = \frac{H}{\pi}$. Обозначим светимость и радиус звезды через L и R соответственно. Тогда имеем $L = 4\pi R^2 H$, и следовательно $H = \frac{L}{4\pi R^2}$.

Модель	$B(\tau)$	$\tau = 0$	$\tau \gg 1$
Шварцшильд-Шустер	$F \left(\tau + \frac{1}{2} \right)$	$\frac{1}{2}F$	$F\tau$
Эддингтон	$F \left(\frac{3}{4}\tau + \frac{1}{2} \right)$	$\frac{1}{2}F$	$\frac{3}{4}F\tau$
точное решение	$\frac{3}{4}F \left(\tau + q(\tau) \right)$	$\frac{\sqrt{3}}{4}F$	$\frac{3}{4}F\tau$

В точном решении появляется

функция Хопфа $q(\tau)$, значения которой заключены в пределах 0.58–0.71.

Зная $B(\tau)$, находим $J(\tau, \theta)$ из второго из первоначальных уравнений

$$J(\tau, \theta) = \int_\tau^\infty B(\tau') e^{-(\tau' - \tau) \sec \theta} \sec \theta d\tau'. \quad (54)$$

Для поверхности

$$J(0, \theta) = \int_0^\infty B(\tau) e^{-\tau \sec \theta} \sec \theta d\tau. \quad (55)$$

Учитывая, что $B(\tau) = a + b\tau$, и вводя обозначения $x = \tau \sec \theta$, получаем закон потемнения к краю для интегральной интенсивности

$$J(0, \theta) = a \int_0^\infty e^{-x} dx + \frac{b}{\sec \theta} \int_0^\infty x e^{-x} dx = a + b \cos \theta. \quad (56)$$

Если мы хотим найти $J(0, \theta)$, то все сложнее, но возможно. Введем дополнительное предположение о *локальном термодинамическом равновесии (ЛТР)*, выражаемое соотношением (законом Кирхгофа–Планка)

$$\frac{\varphi_\nu}{\alpha_\nu} = B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \quad (57)$$

Из уравнения переноса

$$\cos \theta \frac{dJ_\nu}{d\tau} = J_\nu - B_\nu(T) \quad (58)$$

находим, что

$$J_\nu(\theta) = \int_0^\infty B_\nu(T) e^{-\tau_\nu \sec \theta} \sec \theta d\tau_\nu. \quad (59)$$

Подставляем $B_\nu(T)$ и находим $J_\nu(\theta) = f(\theta)$. Это решение можно непосредственно сравнить с наблюдениями. Для Солнца имеем

$$\frac{J_\nu(0)}{J_\nu(\frac{\pi}{2})} = 6 \quad (\lambda = 3000\text{Å}), \quad (60)$$

$$\frac{J_\nu(0)}{J_\nu(\frac{\pi}{2})} = 3.5 \quad (\lambda = 6000\text{Å}), \quad (61)$$

что хорошо совпадает с наблюдениями.

Предположение об ЛТР позволяет найти зависимость $T(\tau)$, которая, кстати сказать, нужна при вычислении $J_\nu(\theta)$.

По закону Стефана–Больцмана имеем

$$\rho = aT^4, \quad \text{где} \quad \rho = \frac{1}{c} \int J d\omega. \quad (62)$$

При лучистом равновесии

$$B = \int J \frac{d\omega}{4\pi}, \quad \text{т.е.} \quad \rho = \frac{4\pi}{c} B. \quad (63)$$

Поскольку

$$aT^4 = \frac{4\pi}{c} B, \quad B = B(\tau), \quad B(\tau) = \frac{ac}{4\pi} T^4, \quad B(\tau) = F(\tau + \frac{1}{2}), \quad (64)$$

то получаем

$$T^4 = \frac{4\pi F}{ac} (\tau + \frac{1}{2}). \quad (65)$$

При термодинамическом равновесии поток $H = \sigma T_{\text{эф}}^4$, где $\sigma = \frac{ac}{4}$. Вводя эффективную температуру T_e , т.е. температуру такого абсолютно черного тела, поток излучения от которого равен интегральному потоку от звезды, получаем окончательно

$$T^4 = T_e^4 (\tau + \frac{1}{2}). \quad (66)$$

Рассмотрим распределение энергии в спектре звезды

$$J_\nu(\theta) = \int_0^\infty B_\nu(T) e^{-\tau_\nu \sec \theta} \sec \theta d\tau_\nu, \quad (67)$$

где

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \quad (68)$$

Подставляя выражения и учитывая $\alpha_\nu = \alpha$ и $T^4 = T_e^4 (\tau + \frac{1}{2})$, получим

$$J_\nu(\theta) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \int_0^\infty \frac{e^{-\tau \sec \theta} \sec \theta d\tau}{e^{\frac{h\nu}{kT_e} (\tau + \frac{1}{2})^{-1/4}} - 1}. \quad (69)$$

Поток равен

$$H_\nu = 2\pi \int_0^{\frac{\pi}{2}} J_\nu(\theta) \cos \theta \sin \theta d\theta = 2\pi \frac{2h\nu^3}{c^2} \int_0^\infty \frac{d\tau}{e^{\frac{h\nu}{kT_e} (\tau + \frac{1}{2})^{-1/4}} - 1} \int_0^{\frac{\pi}{2}} e^{-\tau \sec \theta} \sec \theta d\theta, \quad (70)$$

где последний интеграл – так называемая интегральная показательная функция.

Для Солнца и звезд класса F и G есть согласие наблюдаемых и рассчитанных спектров, т.е. вероятно, что коэффициент поглощения не зависит от частоты. Почему это имеет место было большим вопросом, пока не нашли, что причина в той роли, которую, как оказалось, играет отрицательный ион водорода.

Для звезд других (более поздних и более ранних) классов такого согласия нет – у них другие поглощающие агенты, причем теоретическое определение коэффициента поглощения – действительно трудная задача.

Обсудим состояние вещества в атмосфере Солнца.

При термодинамическом равновесии распределения атомов по уровням и степеням ионизации задаются соответственно формулой Больцмана

$$\frac{n_i}{n_1} = \frac{g_i}{g_1} e^{-\frac{E_i - E_1}{kT}}, \quad (71)$$

и формулой Саха

$$\frac{n^+}{n} p_e = \frac{2u_1}{u_0} \frac{(2\pi m)^{\frac{3}{2}}}{h^3} (kT)^{\frac{5}{2}} e^{\frac{\chi_1}{kT}}, \quad (72)$$

где χ_1 – энергия первой ионизации. При поглощении кванта $h\nu$ энергия оторвавшегося электрона

$$E = \frac{1}{2}mv^2 = h\nu - \chi_1. \quad (73)$$

Линии поглощения образуются при прохождении света от фотосферы через более холодную атмосферу. В модели Шварцшильда-Шустера имеется излучающая фотосфера, дающая непрерывный спектр, и резкий переход к атмосфере, геометрические размеры которой малы. При затмении все темные линии становятся яркими, т.е. газ, который поглощает, на самом деле горячий (но холоднее фотосферного).

Имеем:

- 1) вид солнечного спектра;
- 2) спектр вспышки;
- 3) модель Шварцшильда-Шустера (фотосфера → граница → атмосфера).

Итак, α_ν – объемный коэффициент поглощения, n_i – число атомов в i -м состоянии. Имеем

$$\alpha_\nu = n_i k_{\nu_{ij}}, \quad \alpha_\nu = nk_\nu. \quad (74)$$

Оптическая толщина равна

$$\tau_\nu^0 = \int_{r_0}^{\infty} \alpha_\nu dr = k_\nu \int_{r_0}^{\infty} n dr = k_\nu N, \quad (75)$$

где N – число атомов в столбе с основанием 1 см^2 над фотосферой.

Контур линии при выходе излучения под углом θ к нормали слоя есть

$$r_\nu = \frac{J_\nu(\theta)}{J(\theta)}. \quad (76)$$

Для Солнца эту величину можно получить из наблюдений. Для звезд имеем только $r_\nu = \frac{H_\nu}{H}$.

При поглощении

$$J_\nu(\theta) = J(\theta) e^{-\tau_\nu^0 \sec \theta}. \quad (77)$$

Если есть излучение, то в уравнении переноса появляется добавка

$$\cos \theta \frac{dJ_\nu}{dr} = -\alpha_\nu J_\nu + \varepsilon_\nu. \quad (78)$$

Сделаем упрощающие предположения о чистом рассеянии (если атом поглощает квант с частотой ν , то и излучает тот же квант) и когерентном рассеянии (нет перераспределения квантов в пределах линии). Это дает монохроматическое лучистое равновесие

$$4\pi\varepsilon_\nu = \alpha_\nu \int J_\nu d\omega. \quad (79)$$

При $\tau_\nu = 0$ имеем $J_\nu = 0$ для $\theta > \frac{\pi}{2}$, при $\tau_\nu = \tau_\nu^0$ получаем $J_\nu = J$ для $\theta < \frac{\pi}{2}$.

Решение задачи методом Шварцшильда-Шустера дает

$$r_\nu = \frac{1}{1 + \tau^0} = \frac{1}{1 + k_\nu N}. \quad (80)$$

при использовании метода Эддингтона получаем

$$r_\nu = \frac{1}{1 + \frac{3}{4}\tau^0} = \frac{1}{1 + \frac{3}{4}k_\nu N}. \quad (81)$$

Зависимость k_ν определяется размытостью уровней и эффектом Доплера.

Эквивалентная ширина линии равна

$$W = \int_0^\infty (1 - r_\nu) d\nu = \int \frac{k_n u N}{1 + k_\nu N} d\nu. \quad (82)$$

Коэффициент поглощения можно аппроксимировать формулой

$$k_\nu = k_0 \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^\infty \frac{e^{-y^2} dy}{(u + y)^2 + a^2}, \quad (83)$$

где $u = \frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_D}$, $\Delta\nu_D = \nu_0 \frac{v}{c}$, $a = \frac{\Delta\nu_E}{\Delta\nu_D}$.

1. Если N мало ($k_\nu N \ll 1$), то

$$W = N \int k_\nu d\nu = \sqrt{\pi} \frac{\nu_0 v}{c} k_0 N, \quad (84)$$

т.е.

$$\frac{W_\lambda}{\lambda} = \frac{W}{\nu} \sim k_0 N = X_0. \quad (85)$$

Рассмотрим кривую роста – зависимость эквивалентной ширины, деленной на длину волны, от числа поглощающих атомов X_0 .

2. При $k_{\nu_0} N \gg 1$, но $k_\nu N \ll 1$ там, где затухание определяет контур, имеем

$$\frac{W_\nu}{\nu} \sim \sqrt{\ln X_0}. \quad (86)$$

Видим, что линейная зависимость на кривой роста имеем место только для слабых линий.

3. Если $k_\nu N \gg 1$ и в далеких крыльях (очень много поглощающих атомов), то

$$\frac{W_\nu}{\nu} \sim \sqrt{X_0}. \quad (87)$$

Таким образом, используя кривую роста по эквивалентной ширине линии можно определить количество поглощающих атомов.

В модели Эддингтона уравнения более реалистичны

$$\cos\theta \frac{dJ_\nu}{dr} = -(\alpha_\nu + \alpha) + (\varepsilon_\nu + \varepsilon), \quad (88)$$

$$\varepsilon_\nu = \alpha_\nu \int J_\nu \frac{d\omega}{4\pi}. \quad (89)$$

Эта модель лучше модели Шварцшильда–Шустера, но сложнее.

Химический состав Солнца и других звезд был найден по кривым роста.

Элемент	$\lg N$
H	12
He	11.3
Li	0.96
C	8.72
O	8.96

Отметим, что содержание лития характеризует молодость Солнца.

Обсудим центральную интенсивность. Имеем

$$r_\nu = \frac{1}{1 + k_\nu N}. \quad (90)$$

Найдя $N \sim 10^6$ получаем для сильной линии $r_{\nu_0} \approx 10^{-6}$. В модели Эддингтона $r_{\nu_0} \approx 10^{-3}$. На самом деле центральная интенсивность не меньше 0.01-0.1. Согласия нет из-за сделанных слишком грубых предположений.

Отказ от чистого рассеяния в линии ничего не дает для данной проблемы центральной интенсивности, поскольку если в одной линии больше, то в других – меньше, а проблема для всех линий.

Другое дело ионизация. Обозначим процессы 1–3–2–1 как процессы I-го рода, а 1–2–3–1 как процессы II-го рода.

При термодинамическом равновесии число процессов первого и второго рода одинаково. Это имеет место в глубоких слоях. Ближе к поверхности число процессов I-го рода то же, поскольку это зависит от излучения в непрерывном спектре, а число процессов II-го рода меньше, т.к. уже есть линии поглощения и оказывается $N_I > N_{II}$. Учет этого эффекта дает $r_{\nu_0} \approx 0.03$, что все равно маловато.

Отказ от некогерентности рассеяния, т.е. вероятность излучения фотона с частотой ν зависит от частоты поглощенного фотона ν'

$$p(\nu', \nu) \neq p(\nu). \quad (91)$$

Теория, учитывающая оба эффекта дает хорошее согласие с наблюдениями.

5.4 Верхняя атмосфера Солнца

Мы уже отмечали, что диск Солнца имеет резкий край, определяемый фотосферой. Говорилось и о спектре солнечной вспышки, существование которого свидетельствует о наличии свечения над уровнем фотосферы (линии поглощения превращаются в эмиссионные). При наблюдениях Солнца во время затмения можно видеть светящееся оранжевое кольцо, простирающееся на 10–12'' (7–8 тыс. км) – это хромосфера. Почему ее не видно вне затмения? Ответ прост – мешает рассеянный свет от Солнца. Если выбраться за атмосферу или/и исключить рассеянный свет, то ее можно наблюдать. Для этого может быть использован внезатменный коронограф Лию – специальный прибор, где система диафрагм сводит к минимуму рассеянный свет, а заслонка закрывает Солнце. Хромосфера светит в линиях, поэтому не нужно убирать

хроматическую aberrацию (главное убрать рассеянный свет) и можно использовать всего одну линзу. Прибор позволяет вести наблюдения хромосферы вне затмений при достаточно большой высоте обсерватории.

Изучение хромосферы исторически началось с наблюдений во время затмений. Если при этом получить бесщелевую спектрограмму, то получим ряд монохроматических изображений серпа затмеваемого Солнца. По спектрограмме можно найти энергию газа $E(h)$ на высоте над уровнем фотосферы, большей h . Если получить несколько спектрограмм для разных значений h , то получается зависимость

$$E(h) = A e^{-\beta h}. \quad (92)$$

Спектр вспышки наблюдается всего 1–1.5 с, но для ряда линий (H_α , H и K Ca) достаточно долго, до ~ 20 с. Значения A и β для различных линий оказались разными.

От $E(h)$ можно перейти к $J(h)$ – энергии, излучаемой столбом сечением 1 см^2 на расстоянии h от края фотосферы

$$E(h) = \int_h^\infty J(h) dh \quad \text{или} \quad E'(h) = -J(h). \quad (93)$$

Подставляя выражение для $E(h)$, получаем

$$J(h) = J(0) e^{-\beta h}. \quad (94)$$

Для изучения физических свойств хромосферы представляется интересной величина $i(h)$, показывающая энергию, излучаемую 1 см^3 . Ее можно связать с $J(h)$. Ясно, что

$$J(h) = 2 \int_0^\infty i(h') ds. \quad (95)$$

Найдем взаимосвязь h' и s

$$(R + h')^2 = (R + h)^2 + s^2, \quad s^2 = (2R + h + h') (h' - h). \quad (96)$$

Поскольку h и h' малы по сравнению с R имеем

$$s^2 = 2R(h' - h), \quad s ds = R dh', \quad (97)$$

и далее

$$ds = \frac{R dh'}{s} = \frac{R dh'}{\sqrt{2R(h' - h)}} = \sqrt{\frac{R}{2}} \frac{dh'}{\sqrt{(h' - h)}}. \quad (98)$$

В результате получаем интегральное уравнение Абеля

$$J(h) = \sqrt{2R} \int_h^\infty \frac{i(h') dh'}{\sqrt{(h' - h)}}. \quad (99)$$

Уравнение решается в общем виде. Его решением является

$$i(h) = i(0) e^{-\beta h}. \quad (100)$$

Величину $i(h)$ легко связать с $n(h)$ – числом излучающих атомов

$$i(h) = n_k(h) A_{kj} h \nu_{kj} \quad \text{или} \quad n_k(h) = \frac{i(h)}{A_{kj} h \nu_{kj}}. \quad (101)$$

По формуле Больцмана можно найти $n_1(h)$. При температуре Солнца $n \approx n_1$, и получаем распределение атомов по высоте в хромосфере

$$n(h) = n(0) e^{-\beta h}. \quad (102)$$

Сравним это распределение с барометрическим

$$n(h) = n(0) e^{-\frac{mgh}{kT}} \quad (103)$$

для данных, полученных по двум линиям.

Линия	$\beta \cdot 10^8$	$\frac{mg}{kT} \cdot 10^8$
H β	1.16	7.0
CaII K λ 3968	0.69	280

Таблица показывает, что атомы поднимаются в хромосфере много выше, чем при действии только силы тяготения, причем примерно на одну и ту же высоту. В чем причина этого?

Можно думать, что это результат действия светового давления, но расчеты показывают, что это не так. Влияние давления излучения может быть велико в двух случаях: а) n_i велико или б) H_{ik} велико. Но поток H_{ik} имеет максимум в видимой области, а $n_1 \gg n_i$. Поэтому резонансная линия должна приходиться на видимую область. Это справедливо только для линий Ca $^+$ H,K и Na D $_1$,D $_2$. Однако и другие элементы, как показывают наблюдательные данные, тоже поднимаются высоко.

Причина этого в том, что хромосфера является нестационарным образованием (происходит выброс вещества из Солнца).

Рассмотрим другие наблюдательные данные о хромосфере. Итак, хромосфера излучает в линиях. Поэтому если наблюдать излучение в этих линиях, то контраст с непрерывным спектром возрастает и становится возможным увидеть хромосферу и на фоне Солнца вне затмения. А если взять линии (или их участки), образующиеся на разных высотах, то удастся получить сведения о распределении вещества по высоте.

Контур линии K часто бывает таким, как показано на рис. Здесь область K_1 – обычное поглощение в прифотосферных слоях нижней атмосфере; область K_2 – следствие локального повышения температуры в хромосфере; область K_3 – поглощение в линии в самых верхних слоях.

Тогда по наблюдениям в линии K_1 получим сведения о Ca $^+$ в нижней атмосфере, а в линии K_3 – в верхней (3–4 тыс. км).

Для того чтобы выделить узкий участок спектра можно использовать следующие приемы:

а) Спектротрелиограф

Происходит синхронное движение изображения Солнца по щели и пластинки вдоль второй щели. Получается изображение в той линии, которой соответствует вторая щель.

б) Интерференционно-поляризационные фильтры с узкой полосой

Снимки в K_1 почти такие же, как прямые фотосферные, снимки в K_3 заметно отличаются. Удастся выделить разные детали.

На снимках в K_1 видны (помимо того, что и на прямых) *факелы на диске* (там факелы около пятен были видны на краю).

На снимках в K_2 факелы разрастаются в *факельные поля*, частично закрывающие пятна – это *хромосферные факелы* (природа та же, что и у фотосферных, но разный уровень). На гелиограммах видны гранулы размером $\sim 10''$, называемые *флоккулами* (иногда разбиваются на гранулы подобно фотосферным).

На снимках в K_3 факельные поля совсем закрывают пятна и появляются темные *волокна*.

Прямые наблюдения во время затмений показывают мелкие выбросы из хромосферы в виде струй – *спикулы*. Эти наблюдения также делаются в монохроматическом свете. Здесь же становятся заметны значительно выступающие образования (размером несколько десятков тыс. км) – *протуберанцы* (спокойные и эруптивные).

Спокойные часто долго видны на краю (до 5–7 дней), так что к краю Солнца выходят все новые части протуберанца. Сопоставление со спектрограммами показало, что протуберанцы и волокна – одно и то же. Они имеют размеры 200000 км на 50000 км и высоту 10000 км, живут долго – несколько оборотов Солнца.

Таким образом, наблюдения подтверждают нестационарность внешних слоев Солнца (спикулы, протуберанцы и пр.) даже при его спокойном состоянии. Кроме того, ширина эмиссионных линий показывает, что там движения $\Delta\lambda_D$ больше, чем должно быть при тепловой скорости, т.е. там есть нетепловое движение газа.

Эмиссионный спектр Солнца содержит линии He и He⁺ помимо тех, что есть во фраунгоферовом спектре. Потенциал ионизации для He⁺ равен $\chi_1 = 54$ эВ. Если предположить тепловое распределение населенностей уровней (формула Больцмана), то расхождение с тем, что получается из наблюдений, составит 9 порядков.

Возможные объяснения:

- 1) ультрафиолетовое излучение Солнца, но тогда почему нет в атмосфере линий поглощения;
- 2) корпускулярное излучение, но тогда опять почему нет в атмосфере линий поглощения;
- 3) световое давление – для Ca⁺ этот эффект подтвержден: ион поднимается вверх, там рекомбинирует и, падая обратно, возбуждается. Однако в целом расчеты эффект не подтвердили;
- 4) возбуждение идет сверху из *короны*, где очень высокая температура.

Последнее оказывается справедливым.

5.4.1 Корона

Корону можно наблюдать во время затмения. Ее вид в максимуме и минимуме солнечной активности различен.

Корона имеет непрерывный спектр, а также показывает эмиссионные линии, которые ни на что не похожи. Фраунгоферова спектра нет, а имеются также очень широкие и неглубокие линии поглощения, которые трудно заметить.

Можно разделить спектр на части:

L-спектр — эмиссия в линиях на расстояниях до 9' от края диска;

K-спектр — непрерывный спектр (от 0' до 20');

F-спектр — непрерывный спектр (от 3' до бесконечности – переходит в зодиакальный свет).

Наблюдения с внезатменным коронографом Лию показали, что в короне есть детали и что она вращается вместе с Солнцем. Детали (арки, шлемы и пр.) устойчивые.

Область, доступная для таких наблюдений, – внутренняя корона (до 10'). Внешняя корона слаба и может наблюдаться только при затмениях.

Итак, надо объяснить:

- а) откуда появляется непрерывный спектр?
- б) что представляет собой эмиссия?

Рассмотрим сначала *K-компонент*. Его цвет соответствует цвету Солнца. Считают, что это рассеянный свободными электронами свет Солнца. Приводятся следующие аргументы:

Во-первых, коэффициент рассеяния на электронах не зависит от длины волны, и тогда естественно цвет короны соответствует цвету Солнца.

Во-вторых, ширина линий поглощения – они размыты из-за движения электронов (масса последних много меньше, чем масса атомов, и, следовательно, скорости выше), но наблюдаемая ширина линий соответствует $T = 500000 - 1000000$ К.

В-третьих, весьма важный аргумент – наблюдаемая поляризация излучения.

Рассмотрим рассеяние света. Если падает естественный свет, то изначально его компоненты, поляризованные перпендикулярно и параллельно плоскости рассеяния, равны $I_{\perp}^0 = I_{\parallel}^0 = J$. При рассеянии на электронах, $I_{\perp} \sim J$ и $I_{\parallel} \sim J \cos^2 \theta$, а степень линейной поляризации равна

$$p = \frac{I^{\max} - I^{\min}}{I} = \frac{I_{\perp} - I_{\parallel}}{I_{\perp} + I_{\parallel}}. \quad (104)$$

В результате получаем

$$p = \frac{1 - \cos^2 \theta}{1 + \cos^2 \theta}. \quad (105)$$

При $\theta = 0$ получаем $p = 0$ (нет поляризации), при $\theta = \frac{\pi}{2}$ – $p = 1$ (полная линейная поляризации).

Чтобы рассчитать степень поляризации при наблюдении части короны, нужно проинтегрировать свет, приходящий в данный объем короны от всех точки диска Солнца и соответственно рассеиваемый под разными углами в сторону наблюдателя. Нужно знать и распределение электронов по высоте (это дают фотометрические наблюдения и решение уравнения Абеля).

Баумбах рассчитал, что в $10'$ от края диска Солнца поляризация должна достигать 45%. Наблюдения это подтвердили и дали весомый аргумент в пользу того, что температура в короне около 10^6 К. Теперь есть и другие данные, которые это подтверждают.

Рассмотрим *F-компонент*. Его излучение, по-видимому, неполяризовано – на расстоянии более $10'$ от края степень поляризации убывает. Предполагается, что этот компонент – солнечный свет, рассеянный на межпланетной пыли. Это естественно объясняет спектр компонента (фраунгоферов спектр) и отсутствие поляризации (угол рассеяния мал).

Обсудим эмиссионный *L-компонент*. В нем наиболее сильны линии $\lambda 5303$, 6374 , 5699 А, и не видны фраунгоферовы линии.

Отождествление было проведено в 1939 г (открыт компонент в 1920-х). Гротриан заметил, что линия $\lambda 6374$ А совпадает с линией [Fe X]. В 1940 г. физик Эдлен отождествил большую часть линий как (запрещенные) линии высокоионизованных атомов. Для ионизация следствие

Длина волны	атом	$T, 10^{-6}$ К
$\lambda 5303$	[Fe XIV]	2.5
$\lambda 6374$	[Fe X]	1.8
$\lambda 5694$	[Ca XV]	6.3

столкновений нужны температуры около 10^6 К.

Запрещенные линии – линии с очень малой вероятностью спонтанного перехода. Для появления запрещенных линий должно быть накопление атомов в данном состоянии. Запрещенная линия может наблюдаться, когда вниз нет ни одного разрешенного перехода (такой уровень называется метастабильным и число атомов на таком уровне может накапливаться).

Этому препятствуют столкновение атома с частицами и квантами. Рассмотрим удары I-го и II-го рода.

1) Столкновения с электронами.

Число запрещенных переходов в единицу времени равно n_{221} . Удары II-го рода происходят чаще, чем удары I-го рода, поскольку частица при этом получает энергию, забирая ее у атома. Электрон сталкивается без излучения кванта. Число таких ударов равно $n_2 n_e a_{21}$. Для появления линий должно быть

$$n_2 n_e a_{21} \ll n_2 A_{21} \quad \text{или} \quad n_e \ll \frac{A_{21}}{a_{21}}. \quad (106)$$

Коэффициент $a_{21} = \sigma_{21}v$, где σ_{21} – эффективное сечение, v – скорость электрона. Подставляя численные значения, получаем

$$n_e \ll 10^{10} \text{ см}^{-3}. \quad (107)$$

В хромосфере Солнца $n \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и линий нет (но в короне есть). Итак, первое условие возникновения запрещенных линий – низкая концентрация газа.

2) Столкновения с квантами.

Число ударов I-го рода равно $n_2 B_{23} \rho_{23}$, II-го рода – $n_2 B_{21} \rho_{21}$. При этом $B_{21} \sim A_{21}$ мало. Для появления линий должно быть

$$n_2 A_{21} \gg n_2 B_{23} \rho_{23} \quad \text{или} \quad \rho_{23} \ll \frac{A_{21}}{B_{23}}. \quad (108)$$

Второе условие возникновения линий – низкая плотность излучения. Все дает еще один аргумент в пользу высокой температуры короны.

Кроме этого, как известно радиоизлучение Солнца делится на две составляющие: спокойную и возмущенную. При этом первая – тепловое излучение, соответствующее $T = 10^6 \text{ К}$. Есть еще и рентгеновское излучение короны, возможное только при высокой температуре.

Температура короны в миллион градусов хорошо объясняет:

- 1) эмиссионные линии (высоко ионизованных ионов);
- 2) широкие линии поглощения;
- 3) широкие эмиссионные линии;
- 4) радиоизлучение;
- 5) прочее, что мы не рассматривали.

Возможны разные механизмы, поддерживающие столь высокую температуру, и окончательно еще не все ясно:

- 1) нагрев за счет механической энергии протуберанцев;
- 2) выделение джоулева тепла электрических токов, создаваемых магнитными полями;
- 3) аккреция вещества;
- 4) (вероятнее всего) акустические и магнитогидродинамические волны, идущие из фотосферы.

Подобные волны порождаются конвекцией и, приходя в верхнюю хромосферу, из-за меньшей плотности превращаются в ударные волны, энергия которых переходит в тепло. Спикулы – возможное проявление этих ударных волн. Это горячие образования с $T \sim 50000 \text{ К}$.

Температура в короне различна (меняется относительная интенсивность линий $\frac{[FeX]}{[FeXIV]}$). Температура меньше на полюсах, а выше там, где сильнее линия FeXIV, а именно над пятнами, факелами и другими активными образованиями. К рассмотрению нестационарных процессов на Солнце и перейдем.

5.4.2 Нестационарные процессы на Солнце

1. Магнитные поля на Солнце

Расщепление линий в пятнах Локьер наблюдал еще в 1866 г. Это следствие эффекта Зеемана, открытого в 1896 г. и выражающемся в следующем. Если поле продольное, то образуется 2 компонента линии, смещенных от частоты линии ν_0 на $\pm \Delta\nu$, с разной круговой поляризацией. Если поле поперечное, то 3 компонента: крайние (на $\nu_0 \pm \Delta\nu$) линейно поляризованы горизонтально, центральный – вертикально. Поляризационный анализ был выполнен в 1908 г. Хэйлом.

Сдвиг линий

$$\Delta\lambda = CHg\lambda^2, \quad (109)$$

где напряженность H в Эрстедах, длина волны λ в см, $C = 4.710^{-15}$, множитель g разный для различных линий.

Для подобного анализа нужно брать:

- 1) узкие линии;
- 2) линии с большим g ;
- 3) красный участок спектра (поскольку $\Delta\lambda \sim \lambda^2$).

Например, линии Fe $\lambda 5250.2$ ($g\lambda^2 = 83$) и $\lambda 6302.5$ ($g\lambda^2 = 100$). Для этих линий чувствительность $3.9 \cdot 10^{-5}$ и $4.6 \cdot 10^{-5}$ А/э. Смещение (расщепление) солнечных линий составляет порядка 0.1 А, т.е. дисперсия должна быть очень высока. Но даже при очень большой дисперсии полного разделения линий не получается. Поэтому используют поляризационный анализ. Впервые он был выполнен в 1908 г. Хэйлом.

При поперечном эффекте, как оказалось, достаточно наложить на щель поляризатор. При продольном эффекте используется приспособление, выдающее разность фаз (пластинка в четверть длины волны), и поляризатор. Это позволяет измерять поля силой порядка сотен Эрстед.

Фотоэлектрический способ был применен Бэбкоком, при этом точность оказалась много выше. При полях силой порядка 1–2 Э линии не расщепляются, и даже их расширение незаметно. Однако при продольном эффекте имеется разная круговая поляризация. Если использовать $\frac{\lambda}{4}$ -пластинку и вращающийся поляризатор, то попеременно гаснет то одна, то другая компонента, и поток и, следовательно, ток ФЭУ меняется. Таким образом, достигается точность ~ 0.1 Э и измеряются поля силой 1–2 Э.

Вернемся к нестационарным объектам на Солнце.

2. Солнечные пятна

Это лучший пример нестационарности. Они появляются за 2–3 дня, мелкие живут примерно одну неделю, а крупные – несколько оборотов Солнца. Рекорд – полтора года.

Эффект Вильсона (эффект воронки) показывают не все пятна. Пятна часто встречаются парами с несколько отличным собственным движением. Лучевые скорости говорят о втекании вещества со скоростью до 3 км/сек.

Магнитные поля у больших пятен достигают 5000 Э. В центре магнитные линии направлены вверх или вниз, к краям они наклоняются (загибаются). Сила поля тем больше, чем больше пятно. Однако, после его исчезновения магнитное поле часто остается, и при появлении пятна опять увеличивается, то есть пятна лишь способствуют выносу поля в активных областях, которые весьма устойчивы.

В случае двойных пятен они обычно биполярны. В каждом одиннадцатилетнем цикле полярности ведущего пятна различны, причем если в северном полушарии впереди N, то в южном – S. Если пятно на экваторе (что редко бывает), то полярность его частей противоположна. Эти закономерности установил Хейл в 1913 году. Таким образом период активности не 11, а 22 года.

Разберемся, что же такое солнечные пятна? Температуры в них низкие, поскольку пятна темные и по спектрам степень возбуждения в них меньше, чем вне их. Пятна находятся над активными областями. Там, где сильные магнитные поля, общее равенство кинетической энергии вещества и энергии магнитного поля нарушается, последняя становится больше и подавляет движения, то есть конвекцию, которая несет часть тепла из более глубоких слоев. Из соседних участков также нет притока, поскольку движения могут быть в основном параллельны магнитным линиям, а перпендикулярные им движения затруднены. Таким образом, пятна – порождение магнитных полей. Существование полей связано с неоднородностью вращения Солнца, что порождает циркуляционные потоки в конвективной зоне и вихри, которые выносятся на поверхность.

Слабые поля, однако, не могут подавить конвекцию, а наоборот способствуют ей, подавляя мелкую турбулентность и уменьшая тем самым вязкость газа, что усиливает конвекцию. Потому пятна окружены факелами, и над ними есть флоккулы.

Движения газа изучаются по методу Лейтона. В отдельных участках контуров линий (с одной стороны от центра линии мы видим движение к нам, с другой – от нас). Расстояние от центра соответствует разным глубинам в фотосфере. Оказалось, что потоки вещества локализируются в ячейках размером 20–30 тыс. км – супергранулах (время их жизни приблизительно 20 часов).

3. Протуберанцы

Спокойные протуберанцы обычно находятся на границах полей разных направлений, то есть вблизи линии раздела полей. Они поддерживаются полями, и через них вещество короны струится вниз. Эти протуберанцы параллельны солнечной поверхности и выглядят примерно как занавески.

Эруптивные протуберанцы бывают двух видов. Первые показывают движение хромосферного вещества снизу вверх и таких меньшая часть, а большая часть отражает конденсацию вещества в короне и его спуск в хромосферу. Движение идет вдоль траекторий, напоминающих форму магнитных силовых линий. Скорости движений очень высоки (до 700 км/с), причем что-то ускоряет эти движения, но механизм неизвестен. Часто протуберанец вдруг втягивается в пятно и исчезает. Иногда в короне виден источник струи – светлая точка (корональная конденсация в самых горячих местах, где есть линии [Ca XV]) и вещество течет вниз. Иногда наблюдаются взрывы и исчезновения протуберанцев (на диске исчезновение волокон). Эруптивные протуберанцы имеют высоту до 10^6 км. В их спектрах много эмиссий в линиях металлов, чего не наблюдается в спокойных протуберанцах. Непрерывный спектр свидетельствует о рассеянии света фотосферы на свободных электронах.

Поля в спокойных протуберанцах имеют напряженность до 25-50 Э и до 200 Э в эруптивных. Поля определяют движение плазмы в протуберанцах, где водород ионизован на 99.8% и даже гелий на 30%. Эруптивные протуберанцы могут жить несколько часов. Протуберанцы идут из пятна в пятно (разных полярностей), но иногда и в то же пятно. Протуберанцы входят в корону, в которой также наблюдается нестационарность. В разных местах короны различная температура, и наблюдаются арки, шлемы и т.д.

4. Хромосферные вспышки

Усиление яркости факельных полей в хромосфере наблюдается в H_{α} и линиях Ca, а наиболее яркие вспышки видны и в интегральном свете (17 раз за 100 лет). Они появляются рядом с полутенью, где наблюдается разрыв магнитных полей (смена полярности). Спектр вспышки показывает множество эмиссионных линий, непрерывный спектр соответствует температуре в миллион градусов. Такой температуры достаточно для протекания термоядерных реакций.

Возникновение вспышки связано с появлением конвекции, которая в пятне запрещена. Время жизни примерно 3 часа, но бывает и до 7 часов у наиболее мощных. Ширина линии H_{α} достигает 15 А (против 1А в обычное время). Во время слабых вспышек видна эмиссия на фоне поглощения. Высота от края диска составляет 7000–16000 км, т.е. вспышка входит в корону и оторвана от фотосферы. Часто вспышка сопровождается выбросом из пятна, около которого она находится. Это протуберанцы типа выброса (скорость движения вещества около 500 км/с).

На вспышки похожи хромосферные точки или бомбы. Их размер очень мал (примерно $0.5''$). При хороших изображениях они дают “усы” в спектре. В центре разрыв, то есть там поглощение. Следовательно, усы образуются в нижней хромосфере. Коротковолновая компонента развита лучше, чем длинноволновая, то есть движения вверх, из фотосферы. Для хромосферных вспышек эмиссия накладывается на абсорбционную линию H_{α} .

Вспышки сопровождаются усилением УФ и рентгеновского излучения и корпускулярного потока.

Обсудим причины появления вспышек. Это не может быть конвекция, поскольку скорость

возникновения велика. Отметим, что вспышки возникают вблизи нулевой линии магнитного поля. Магнитное давление, по-видимому, сжимает газ, и по обе стороны образуются быстро сходящиеся ударные волны. При их столкновении поднимается температура, и становится возможным протекание термоядерных реакций. Полная энергия вспышки примерно 10^{33} эрг и плотность энергии 10^4 эрг/см³.

Из точки выхода энергии электроны движутся вдоль линий магнитного поля по трубке, давая мягкое рентгеновское излучение. Попадание их в основание трубки приводит к разогреву газа. Как следствие, происходит прогрев трубки до 10^7 К (наблюдается мягкое рентгеновское излучение) и прогрев основания (наблюдается линия H_α и жесткое рентгеновское излучение). Магнитно-тормозное излучение электронов в трубке наблюдается в радиодиапазоне. Заметим, что при этом электроны излучают только в направлении движения.

В короне видны темные области (уменьшение плотности вещества) – корональные дыры. В этих областях магнитные силовые линии не замкнуты и уходят от Солнца, и, следовательно, движение заряженных частиц от него упрощено. Иными словами, корональные дыры – своеобразные окна для солнечного ветра. За время жизни Солнца таким образом испаряется примерно 0.1% его массы. Солнечный ветер наблюдается на поверхности Земли.

5. Корпускулярное излучение Солнца

На поверхность Земли изотропно прилетают частицы. Фактически это не первичные частицы, а результат взаимодействий их с частицами в верхних слоях земной атмосферы. У первичных частиц энергия $\sim 10^{19}$ эВ, их распределение тоже практически изотропно, но есть максимум со стороны Солнца. В 1942 году заметили увеличение потока частиц во время хромосферных вспышек. Например, после вспышки 13 мая 1959 года нейтронов было получено в 6 раз больше, а протонов – в 1000 раз. В 1956 году начало вспышки было в $3^h 31^m$, а уже в $3^h 45^m$ возросло число частиц, детектируемых у поверхности Земли. Это говорит об отсутствии рассеивающего поля между Солнцем и Землей.

6. Связь между солнечными и земными явлениями

Земля получает малую долю ($0.5 \cdot 10^{-9}$) энергию, излучаемой Солнцем, но многие явления на Земле зависят от этой энергии. Мы рассмотрим некоторые из них, непосредственно связанные с излучением и потоками частиц от Солнца.

1) Магнитные явления на Земле

После открытия Швабе было замечено, что возмущения магнитного поля Земли имеют тот же период, что и солнечная активность. В частности, амплитуда колебаний магнитной стрелки меняется с периодом 11 лет.

На Земле часто бывают магнитные бури (и менее сильные магнитные возмущения), когда магнитная стрелка начинает сильно колебаться. Колебания начинаются внезапно и длятся несколько суток. Периоды таких явлений: 11 лет, 1 год и 27 дней. Заметим, что 27 дней – это период вращения Солнца (пятна возвращаются), 1 год – одно и то же положение Солнца по отношению к земному экватору, 11 лет – период солнечной активности. В марте и сентябре больше всего подобных колебаний, поскольку Земля напротив областей, более всего сдвинутых к северу и югу от солнечного экватора и там много пятен.

2) Полярные сияния

Периодичность этого явления: 11 лет и 1 год. Сильные полярные сияния появляются вместе с магнитными бурями. Визуально это полосы, дуги, лучи, располагающиеся вдоль магнитных силовых линий в местах наблюдения. Эти явления видны в основном в северных широтах, но сильные сияния видны даже на Кубе. Спектр полярных сияний сходен со спектром ночного неба и содержит в основном запрещенные линии [OI] $\lambda 5577, 6300, \dots$ и иногда встречаются другие запрещенные линии, образующиеся в верхних слоях земной атмосферы. Все эти линии

видны обычно в спектре ночного неба, но в сияниях они усилены. Но есть и новая особенность – мощная линия H_{α} . Она сильна и смещена в фиолетовую сторону на 1–2 тыс. км/сек. Это светят протоны, выброшенные Солнцем ирывающиеся в атмосферу Земли.

3) Прекращение радиосвязи

Во время хромосферных вспышек происходит прекращение радиосвязи. Это связано с тем, что у Земли есть ионосфера – слой атмосферы, где имеет место частичная ионизация газа. Отражение радиоволн от этого слоя позволяет осуществлять радиосвязь.

В ионосфере существует три слоя: D (на высоте 60 км), E (100 км), F = F1(200 км) + F2(250 км). Ионизация вещества возникает под действием солнечного излучения и потому может сильно меняться, в частности она разная днем и ночью (F1 ночью исчезает).

Солнце воздействует на земную атмосферу по-разному:

- 1) потоками частиц (это солнечный ветер – непрерывное истечение вещества из Солнца, в моменты вспышек – резкое увеличение ветра);
- 2) УФ-излучением (образование O_3 происходит в реакциях: $O_2 + O_2 \rightarrow O_3 + O$; $O + O_2 \rightarrow O_3$, а разрушение под действием УФ излучения: $O_3 + h\nu \rightarrow O_2 + O^*$; $O_3 + O^* \rightarrow 2O_2$. Максимум концентрации O_3 находится на высоте 25–30 км, и играет ключевую роль в нашей защите от жесткого УФ излучения);
- 3) рентгеновским излучением, что влияет на слой D, нарушая его (опосредованное влияние – увеличение количества инфарктов при вспышках).