

УДК 523.942

Расчет профилей линий D натрия с учетом отклонения от ЛТР

Б. Т. Бабий, М. П. Стодилка

Дифференциальный метод эквивалентных двухуровневых атомов и несколько видоизмененная схема метода линеаризации используются для определения населенностей (параметры Мензела) четырех ($3S$, $3P$, $4S$, $4P$) уровней атома натрия на разных высотах в атмосфере Солнца. Наблюдаемые и вычисленные профили линий D_1 и D_2 натрия для четырех положений на диске Солнца согласуются хорошо. Вычисленные профили субординатных линий 330.3 и 1139.9 нм более глубокие, чем наблюдаемые.

CALCULATIONS OF SODIUM D LINES PROFILES ACCOUNTING FOR DEPARTURE FROM LTE, by Babij B. T., Stodilka M. I.—The populations of four levels of the Na I atom ($3S$, $3P$, $4S$, $4P$) at various heights in the solar atmosphere are determined using the differential method of equivalent two-level atoms and the modified method of linearization. Observed and calculated profiles of the D_1 and D_2 lines for different positions on the solar disk agree well. The calculated profiles of subordinate lines at 330.3 and 1139.9 nm are deeper than observed ones.

Введение. В настоящее время возрос интерес к расчету профилей сильных фраунгоферовых линий без предположения о локальном термодинамическом равновесии (ЛТР). Действительно, в рамках гипотезы ЛТР объяснить наблюдаемые профили линий D натрия не только на краю, но и в центре диска Солнца не представляется возможным.

В работах [3, 5, 7, 9, 13, 14] уже исследовалось влияние отклонений от ЛТР на спектр натрия. Почти во всех перечисленных публикациях для решения уравнения переноса использовался интегральный метод. Однако, как справедливо отмечает Р. Б. Теплицкая [4], при применении интегральных методов трудно получить хорошую устойчивость и быструю сходимость решения.

В настоящей работе использованы дифференциальный метод эквивалентных двухуровневых атомов и несколько видоизмененная схема метода линеаризации. Хотя в принципе итерационная процедура, лежащая в основе этих методов, известна, на практике, как отмечает Михалас [3], осуществить ее довольно сложно.

Итерационная процедура, примененная нами, дает самосогласованное решение, по нашему мнению, при минимальных затратах машинного времени, немалого превышающих время, необходимое для расчета ЛТР-профилей, даже на машинах средней мощности типа ЕС-1022.

Модель атома и уравнение статистического равновесия. Решение поставленной задачи в первую очередь сводится к нахождению населенностей уровней по заданной модели атома и модели солнечной атмосферы, исходя из уравнений статистического равновесия и сохранения частиц. Для выработки вычислительной стратегии и сравнения с результатами [9] мы рассматривали несколько упрощенную модель атома натрия: четыре связанных уровня — $3S$, $3P$, $4S$, $4P$ и континуум k (рис. 1). Судя по работам [5, 8], влияние более высоких уровней на населенности уровней $3S$ и $3P$, создающих линии D натрия, незначительно. Тем не менее в дальнейшем при появлении надежных данных об ударных параметрах и сечениях ионизации вследствие столкновений мы намерены включить их в расчеты. По той же причине (для сравнения с [9]) мы

использовали для расчетов профилей модель HSRA [10]. Уравнения стационарности и сохранения частиц записывались в стандартной форме

$$A\mathbf{n} = \mathbf{b}, \quad (1)$$

где \mathbf{n} — вектор-столбец, содержащий населенности четырех связанных уровней n_{3S} , n_{3P} , n_{4S} , n_{4P} и континуума n_k ; \mathbf{b} содержит одну, отличную от нуля, составляющую $A(\text{Na})N(\text{H})$. Все элементы матрицы A (за ис-

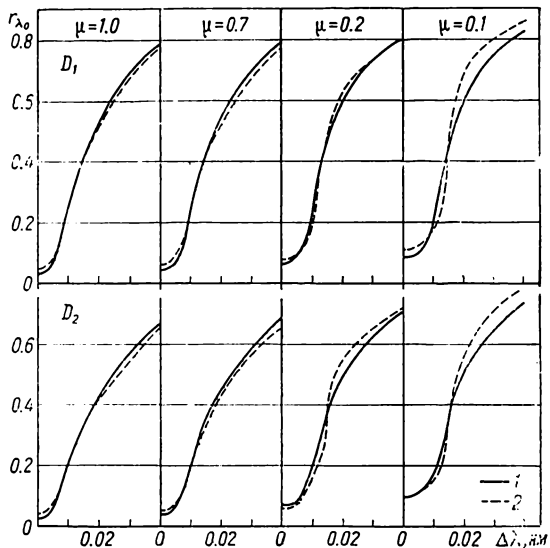
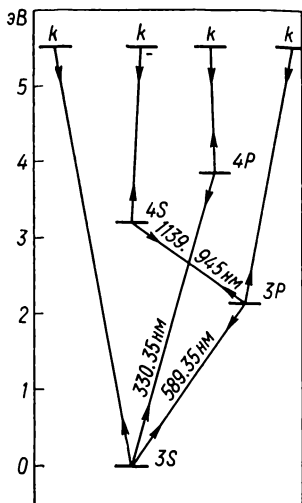


Рис. 1. Принятая модель атома натрия

Рис. 2. Профили линий D_1 и D_2 натрия для различных положений на диске Солнца: 1 — теоретические, 2 — наблюдаемые

ключением последней строки) содержат скорости радиативных и ударных переходов между уровнями заданной модели атома натрия. Элементы последней строки в соответствии с уравнением сохранения частиц

$$\sum_{i=1}^{k-1} n_i + n_k = A(\text{Na})N(\text{H}) \quad (2)$$

равны единице.

Величина $\lg A(\text{Na}) \equiv \lg N(\text{Na})/N(\text{H}) = 6.3-12.0$ в общепринятой шкале, согласно данным [11]. Ионы натрия в солнечной атмосфере отсутствуют, а на более высоких уровнях находится на два порядка меньше атомов, чем на основном. Силы осцилляторов атомов натрия в настоящее время установлены [9] достаточно надежно.

Скорости радиативных переходов $l \rightarrow u$ для связанно-связанных состояний рассчитывались по формуле

$$R_{lu} = \frac{4\pi}{hc} \lambda_{lu} \alpha_{lu} \bar{J}_{lu} \equiv \frac{4\pi}{hc} \lambda_{lu} \frac{\pi e^2}{mc} f_{lu} \bar{J}_{lu}, \quad (3)$$

где α_{lu} — квантово-механическое сечение поглощения; \bar{J}_{lu} — интегральная средняя интенсивность

$$\bar{J} = \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi_x J_x dx, \quad (4)$$

в которую входит нормированная функция Фойгта

$$\Phi_x = WH(a, v)/\sqrt{\pi} \Delta\lambda_D, \quad (5)$$

где W — эффективная полуширина профиля; $x = \Delta\lambda/W$ — безразмерная длина волны; $H(a, \nu)$ — обычная функция Фойгта; $\Delta\lambda_D$ — доплеровская ширина линии. Скорость радиативных переходов вниз $u \rightarrow l$ вычислялась по формуле

$$R_{ul} = \frac{g_l}{g_u} \left(\frac{8\pi^2 e^2}{mc} \frac{f_{lu}}{\lambda_{lu}^2} + R_{lu} \right), \quad (6)$$

где g_l, g_u — статистические веса нижнего и верхнего уровней. При получении выражений (3) и (6) учтено быстрое убывание Φ_λ с удалением от λ , т. е. некоторые множители вынесены из-под интегралов.

Для радиативных переходов в континуум $l \rightarrow k$ и из континуума $k \rightarrow l$ используем аналогичные выражения

$$R_{lk} = \frac{4\pi}{hc} \lambda_m^2 \int_0^1 a_{lk}(x) J_x x dx, \quad (7)$$

$$R_{kl} = (n_l/n_k)^* \frac{4\pi}{hc} \lambda_m^2 \int_0^1 a_{lk}(x) \left(\frac{2hc^2}{\lambda_m^5 x^5} + J_x \right) x \exp\left(-\frac{hc}{\lambda_m x kT}\right) dx, \quad (8)$$

где $(n_l/n_k)^*$ — населенность при ЛТР; J_λ — поле излучения в континууме; λ_m — граничные длины волн, соответствующие ионизационному порогу.

Поскольку средней интенсивностью J_λ при $\lambda < 150$ нм можно пренебречь, то нижний предел интегрирования равен 150 нм (или $150/\lambda_m$ для безразмерной величины x). Для a_{lk} мы взяли зависимость, аналогичную классической (по Крамерсу) для коэффициента поглощения атома водорода [3], т. е.

$$a_{lk}(x) = a_{lk}^0 (\lambda/\lambda_m)^3 = a_{lk}^0 x^3. \quad (9)$$

При удачном выборе a_{lk}^0 функция $a_{lk}(x)$ достаточно хорошо воспроизводит реальную зависимость. Значения сечений фотоионизации приведены в табл. 1 [13]. Для скоростей ударных переходов использованы следующие зависимости [13]:

$$C_{li}(T_e) = K_0 n_e T_e^{1/2} \gamma_{li} \exp(-E_{li}/kT), \quad (10)$$

где

$$K_0 = \pi a_0^2 (8k/\pi m)^{1/2} = 5.463 \cdot 10^{-11} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}. \quad (11)$$

Значения ударного параметра также приведены в табл. 1. При расчете скоростей фото- и ударных рекомбинаций проводилась общепринятая замена статистического веса основного состояния иона на его сумму по состояниям.

Уравнение переноса. Решаемое уравнение переноса имеет вид

$$\frac{\partial^2 (f_\nu J_\nu)}{\partial \tau_{\nu^2}} = J_\nu - S_\nu. \quad (12)$$

Таблица 1. Радиативные и ударные параметры для NaI

Переход	Сечение фотоионизации	Ударный параметр	Переход	Сечение фотоионизации	Ударный параметр
3S—3P	—	54.300	3P—k	$8.01 \cdot 10^{-18}$	0.116
3S—4P	—	2.710	4S—k	$3.31 \cdot 10^{-19}$	0.282
3P—4S	—	69.000	4P—k	$1.85 \cdot 10^{-17}$	0.557
3S—k	$1.61 \cdot 10^{-19}$	0.0405			

Граничные условия задаются для поверхности солнечной атмосферы и для максимальной оптической глубины (диффузионное приближение). Входящие в (12) эддингтоновские множители f_{dn} как функции оптических глубин τ_d и частот ν_n получаем из решения матричного уравнения

$$\hat{T}u = \hat{S}, \quad (13)$$

где \hat{T} — матрица, представляющая собой оператор дифференцирования. Полная методика определения f_{dn} изложена в работе [3]. Функция u сходна по характеру со средней интенсивностью. Уравнения (12) и (13) решаются методом Фотрье, т. е. стандартным методом прогонки после их преобразования в систему разностных уравнений путем выполнения дискретизации по всем переменным: оптической глубине $\{\tau_d\}$, $d=1, D$; угловой переменной $\{\mu_m\}$, $m=1, M$; частотной переменной $\{\nu_n\}$, $n=1, N$. При построении уравнения переноса (12) мы избавились от лишней угловой переменной, так как для расчетов скоростей радиативных переходов нам необходимы лишь поля средних интенсивностей.

Более подробно остановимся на выражении для функции источника, входящей в (12) и (13). В методе эквивалентных двухуровневых атомов функция источника в линии имеет вид

$$S_l = (\bar{J} + (\varepsilon + \theta)B)/(1 + \varepsilon + \eta) \equiv a\bar{J} + b, \quad (14)$$

$$a = 1/(1 + \varepsilon + \eta), \quad b = (\varepsilon + \theta)B/(1 + \varepsilon + \eta). \quad (15)$$

Здесь B — функция Планка. Параметры η и θ , зависящие в основном от населенностей уровней, не образующих непосредственно линию, приводятся в явном виде [3]. В η и θ входит также вероятность прямого спонтанного перехода для данной линии.

$$\varepsilon = (C_{ul}/A_{ul}) \left[1 - \exp\left(-\frac{hc}{\lambda kT}\right) \right]. \quad (16)$$

Для случая, когда учитывается вклад континуума, функция источника выражается формулой

$$S = (S_l + rB)/(1 + r), \quad (17)$$

$$r = \kappa_k/\kappa_l, \quad (18)$$

где κ_k — коэффициент непрерывного поглощения; κ_l — коэффициент поглощения в линии. Как видим из (17) и (18), учет континуума дает зависящую от частоты функцию источника

$$S_n = \alpha_n \bar{J} + \beta_n, \quad (19)$$

$$\alpha_n = a/(1 + r_n) \text{ и } \beta_n = (b + r_n B)/(1 + r_n). \quad (20)$$

Для свободно-связанных переходов функция источника имеет аналогичный вид с тем лишь отличием, что $a = a(\bar{J})$, $b = b(\bar{J})$. Представим интегральную среднюю интенсивность в дискретном виде [6]

$$\bar{J} = \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi_x J_x dx = \sum W_k \Phi_k J_k. \quad (21)$$

Полученное выражение для S_n используется при решении уравнения переноса (12), которое в матричной форме имеет вид

$$A_d f_{d-1} J_{d-1} + B_d f_d J_d - C_d f_{d+1} J_{d+1} = \beta_d. \quad (22)$$

В уравнении (22) J_d и β_d — векторы размерности N (число точек по частоте). Квадратные матрицы A_d и C_d — диагональные (конечно-раз-

ностное представление оператора дифференцирования). В матрице \mathbf{B}_d все элементы отличны от нуля. Она представляет собой сумму двух матриц: диагональной, которая обусловлена оператором дифференцирования, и образованной квадратурной суммой функции источника (19). Аналогичную (22) структуру имеют уравнения, применяемые в методе линеаризации. Эти уравнения получаются разложением разностных уравнений переноса в ряд Тейлора. При этом сохраняются члены нулевого и первого порядков.

Метод вычисления населенностей уровней. 1. Приняв первоначальную населенность уровней соответствующей ЛТР, устанавливаем начальную шкалу оптических глубин в непрерывном спектре и в линии

$$d\tau_\nu = -(\kappa_\nu + \kappa_l\Phi) dz. \quad (23)$$

2. Приравняв функцию источника в континуумах функции Планка, решаем уравнение Шварцшильда для всех глубин d , частот n и всех переходов в континуум

$$J_\nu(\tau_\nu) = \frac{1}{2} \int_0^\infty B_\nu(t_\nu) E_1(|t_\nu - \tau_\nu|) dt_\nu. \quad (24)$$

Средняя интенсивность $J_\nu(\tau_\nu)$ представляет собой матрицу размерности $d \times n$, характеризующую поле излучения в континууме для всех оптических глубин и длин волн. Границы интегрирования лимитируются предельной частотой порога фотоионизации.

3. По полученному полю излучения на основании выражений (7) и (8), а также по соответствующим сечениям непрерывного поглощения определяем R_{lh} , R_{uh} , R_{hl} , R_{hu} на каждой глубине d .

4. Рассчитываем C_{lh} , C_{uh} , C_{lu} по (10), (11), используя сечения ионизаций вследствие столкновений.

5. Приравняв сначала нулю все факторы радиационного разбаланса

$$Z_{ul} = 1 - \bar{J}_{lu}/S_{lu} \text{ и ударного разбаланса } Y_{lu} = 1 - \frac{n_u}{n_u^*} \frac{n_l^*}{n_l},$$

входящие в η и θ , рассчитываем η и θ для каждой глубины d на основе R_{lh} , R_{uh} , R_{hl} , R_{hu} , C_{lh} , C_{uh} и C_{lu} . Для расчета η и θ используем статистические веса нижнего и верхнего уровней g_l и g_u , а также вероятность A_{ul} , вычисленную по силе осциллятора линии. Параметр ϵ определяем по (16).

6. По найденным ϵ , η , θ определяем из (15) значения a_d и b_d и на основании (20) — α_{dn} и β_{dn} для каждой глубины d и частоты n . В равенстве (18) в качестве начальной населенности принимаем населенность при ЛТР для расчета коэффициента поглощения в линии. На этом завершается процедура определения функции источника в линии для всех d и n в нулевом приближении.

7. Методом прогонки находим эддингтоновские множители по (13) в нулевом приближении.

8. Решив методом прогонки уравнение переноса (12), находим поле излучения для каждого перехода для всех d и n , т. е. средние интенсивности J_{lu} в нулевом приближении.

9. По полученным полям излучения, используя (3) и (6), рассчитываем R_{ul} и R_{lu} .

10. По известным величинам R и C , а также по заданному содержанию натрия решаем матричное уравнение (1), в результате чего получаем улучшенные населенности всех уровней для каждой d .

11. По улучшенным населенностям рассчитываем величины Z_{ul} и Y_{ul} . Для определения фактора радиационного разбаланса Z_{ul} предварительно находим \bar{J}_{lu} аналогично (21). Получаем улучшенные значения η и θ , а далее κ_{lu} и шкалы оптических глубин (23). Соответственно определяется улучшенная функция источника (19), входящая в (12).

12. По улучшенной функции источника вновь рассчитываем на основании (13) значения эддингтоновских множителей и вновь решаем (12), в результате чего определяем поле излучения в первом приближении.

13. Далее до получения сходимости повторяем пункты 7—11.

Начиная со второго — третьего цикла в пункте 8, последовательно решаем линейаризованные уравнения переноса для связанно-связанных переходов. В обычной схеме линейаризации соответствующие матрицы имеют размерность $(N_f L \times N_g L)$, где N_f — число точек по частоте; L — число переходов, которые участвуют в линейаризации. В нашем случае матрицы имеют размерность $(N_g \times N_f)$, за счет чего достигается выигрыш в машинном времени. Аналогичная схема, не менее эффективная, чем линейаризация, под названием ПУВ (поэтапный учет воздействия линий) предложена в [3], но для решения уравнений переноса методом Райбки.

Когда достигнута сходимость процесса к определенному пределу, зависимость всех функций источника от оптической глубины становится известной. После этого для каждой фраунгоферовой линии рассчитываем теоретический профиль

$$I(0, \mu, \nu) = \int_0^{\infty} S_{\nu}(t) \exp(-t/\mu) \frac{dt}{\mu}. \quad (25)$$

Для получения населенностей рассматриваемых уровней (табл. 2) потребовалось 3—4 итерации.

Таблица 2. Рассчитанные параметры Мензела рассматриваемых энергетических уровней

$h, \text{ км}$	$\lg \tau_{\infty 00}$	3 S	3 P	4 S	4 P	$h, \text{ км}$	$\lg \tau_{\infty 00}$	3 S	3 P	4 S	4 P
1820	-7.0	276	4.78	0.58	8.21	393	-2.8	0.28	0.11	0.033	0.41
1800	-6.8	209	4.92	0.68	7.94	366	-2.6	0.30	0.14	0.042	0.43
1780	-6.6	179	4.34	0.61	7.49	339	-2.4	0.32	0.17	0.054	0.45
1740	-6.4	149	3.82	0.56	7.02	311	-2.2	0.33	0.19	0.068	0.49
1690	-6.2	122	3.31	0.50	6.53	283	-2.0	0.35	0.21	0.088	0.54
1620	-6.0	89.6	2.69	0.43	5.86	255	-1.8	0.37	0.24	0.11	0.59
1510	-5.8	55.7	1.92	0.33	4.94	227	-1.6	0.39	0.27	0.15	0.65
1340	-5.6	26.1	1.17	0.23	3.81	198	-1.4	0.43	0.32	0.20	0.71
1120	-5.4	11.5	0.69	0.16	2.89	168	-1.2	0.48	0.38	0.27	0.77
947	-5.2	5.78	0.45	0.12	2.28	138	-1.0	0.56	0.46	0.36	0.84
840	-5.0	3.22	0.30	0.083	1.81	108	-0.8	0.66	0.55	0.45	0.90
758	-4.8	1.93	0.19	0.054	1.38	77.7	-0.6	0.76	0.65	0.57	0.95
685	-4.6	1.14	0.12	0.033	0.98	48.9	-0.4	0.83	0.74	0.67	0.97
627	-4.4	0.59	0.069	0.020	0.67	22.6	-0.2	0.88	0.81	0.76	0.98
588	-4.2	0.27	0.043	0.013	0.47	0.0	0.0	0.93	0.89	0.85	0.99
557	-4.0	0.18	0.036	0.011	0.38	-18	0.2	0.98	0.96	0.94	1.00
529	-3.8	0.19	0.042	0.013	0.37	-31.6	0.4	1.03	1.02	1.01	1.02
501	-3.6	0.20	0.050	0.015	0.37	-42.1	0.6	1.05	1.04	1.04	1.04
474	-3.4	0.23	0.062	0.018	0.38	-51.4	0.8	1.04	1.04	1.04	1.03
447	-3.2	0.25	0.077	0.022	0.39	-60.8	1.0	1.02	1.02	1.02	1.02
420	-3.0	0.27	0.094	0.027	0.40	-71.1	1.02	1.02	1.02	1.01	1.01

Методика расчета теоретических профилей линий. Теоретические профили рассчитывались в рамках выбранной модели солнечной атмосферы [10] с заданным распределением по глубине горизонтальной и вертикальной составляющих микротурбулентной скорости: ξ_n и ξ_{ν} [9]. При решении задачи зависимость $\xi(\mu)$ интерполировалась в виде

$$\xi(\mu) = \sqrt{\xi_n^2 + \mu^2 (\xi_{\nu}^2 - \xi_n^2)}, \quad (26)$$

а усредненная по углам микротурбулентная скорость, достаточная для

решения уравнения переноса (12), вычислялась по формуле $\bar{\xi} \approx 0.5(\xi_v + \xi_n)$.

Поскольку надежные теоретические оценки для вероятностей переходов между дублетными подуровнями отсутствуют, мы, аналогично [9], использовали упрощенную модель атома натрия, т. е. группировали соответствующим образом в один уровень подуровни дублетов, предполагая, что между ними существуют только ударные возбуждения, ведущие к равенству функций источников.

Таким образом, при решении проблемы переноса мы пренебрегали дублетной структурой уровней и использовали взвешенные значения для энергий, длин волн, сил осцилляторов. Для вычисления профилей уже были приняты точные значения этих величин. Сконструированная модель атома натрия представлена в табл. 3. Коэффициент поглощения в линии и функцию источников мы рассчитывали в предположении полного перераспределения фотонов по частотам в линии. В качестве уширяющего фактора учитывалось только взаимодействие Ван-дер-Ваальса [1], функция Фойгта определялась согласно [6], коэффициент непрерывного поглощения — согласно [15], суммы по состояниям — согласно [12]. Макротурбулентная скорость (1.6 км/с) [2, 9] учитывалась путем свертки полученного профиля линии с гауссовым для микротурбулентности. Наблюдаемые профили линий взяты из [16]. На рис. 2 представлены теоретические и наблюдаемые профили линий D_1 и D_2 натрия для четырех положений на диске Солнца от $\cos \theta = 1$ до $\cos \theta = 0.1$.

Таблица 3. Взвешенные параметры и переходы фиктивного атома

Уровень	Статист. вес (g)	Потенциал возбуждения, эВ	Переход	λ_{lu} , нм	f_{lu}
1. 3S	2	0	1—2	589.357	0.91
2. 3P	6	2.103	1—4	330.352	0.0071
3. 4S	2	3.190	2—3	1139.945	0.163
4. 4P	6	3.752			

Выводы. Таким образом, даже в рамках ограниченной модели атома лишь с четырьмя уровнями и континуумом удается добиться хорошего согласия с наблюдениями, кроме далеких крыльев линий. Что касается субординатных линий λ 330.3 нм и λ 1139.9 нм, то ни Герену [9], использовавшему девятиуровневую модель атома, ни нам добиться согласия с наблюдениями не удалось. Характер расхождений тот же: наблюдаемые профили менее глубоко по сравнению с вычисленными.

Остается неясным, влияют ли недостатки принятой модели микротурбулентности или самой модели атома. Необходимы дальнейшие исследования, в том числе с использованием различных моделей солнечной атмосферы, с улучшенной постоянной затухания, а также с более реалистической моделью атома.

1. Бабий Б. Т., Бенько Л. И., Рикалок Р. Е. Исследование постоянной затухания для профилей линий нейтрального железа в невозмущенной солнечной атмосфере // Астрометрия и астрофизика.— 1983.— Вып. 48.— С. 3—10.
2. Костык Р. И. Постоянная затухания и поле скоростей в фотосфере Солнца.— Киев, 1981.—46 с. (Препринт / АН УССР: Ин-т теорет. физики; ИТФ-81—20Р).
3. Михалас Д. Звездные атмосферы.— М., 1982.— Т. 1; Т. 2.—352+422 с.
4. Теплицкая Р. Б. Численные методы решения задачи о переносе излучения в спектральных линиях.— Иркутск, 1981.—43 с. (Препринт / АН СССР: СибИЗМИР; 1—81).
5. Athay R., Canfield R. Computed profiles for solar Mg-b and Na-D lines // Astrophys. J.— 1969.—156, N 2.— P. 695—706.
6. Avrett E. H., Loeser R. Formation of line and continuous spectra. I. Source function calculations // Smithsonian Astrophys. Observ. Spec. Rep.— 1969.— N 303.— P. 1—100.

7. *Caccin B., Gomez M., Roberti Q.* The formation of Na I spectral lines in the solar atmosphere // *Astron. and Astrophys.*—1980.—92, N 1/2.—P. 63—69.
8. *Curtis A. W., Jefferies J.* The analysis of spectral-line profiles. II. An application to solar sodium D-lines // *Astrophys. J.*—1967.—150, N 3.—P. 1061—1080.
9. *Gehren T.* Kinetic equilibrium and line formation of Na I in the solar atmosphere // *Astron. and Astrophys.*—1975.—38, N 2.—P. 289—302.
10. *Gingerich O., Noyes R., Kalkofen W., Cuny Y.* The Harvard-Smithsonian reference atmosphere // *Solar Phys.*—1971.—18, N 3.—P. 347—365.
11. *Hauge O., Engvold O.* Compilation of solar abundance data.—Blindern; Oslo, 1977.—P. 1—23. (Rep. Inst. Theor. Astrophys.; N 49).
12. *Irwin A. W.* Polynomial partition function approximation of 347 atomic and molecular species // *Astrophys. J. Suppl. Ser.*—1981.—45, N 4.—P. 621—633.
13. *Johnson H.* A theoretical study of the excitation of the sodium in the solar photosphere // *Ann. Astrophys.*—1964.—27, N 6.—P. 695—707.
14. *Johnson H.* Sodium equilibrium and Na-D lines // *Smithson. Astrophys. Observ. Spec. Rep.*—1965.—N 174.—P. 333—345.
15. *Kurucz R.* ATLAS: a computer program for calculation model stellar atmospheres // *Smithson. Astrophys. Observ. Spec. Rep.*—1970.—N 309.—P. 1—293.
16. *Pierce A., Slaughtes Ch.* Center to limb observations of sodium lines in the solar spectrum // *Astrophys. J. Suppl. Ser.*—1982.—48, N 1.—P. 79—93.

Астрон. обсерватория
Львов. ун-та им. Ивана Франко, Львов

Поступила в редакцию 18.03.86,
после добавочки 22.05.86

Научные конференции

ПЯТОЕ ЕВРОПЕЙСКОЕ СОВЕЩАНИЕ ПО ФИЗИКЕ СОЛНЦА

Совещание посвящено проблемам, общим для физики Солнца и звезд. Состоится 26—29 апреля 1987 г. в Титизе-Нейштадте близ Фрейбурга (ФРГ). Научная программа: нижняя атмосфера, внешняя атмосфера, наблюдения с космических аппаратов.

КОНФЕРЕНЦИЯ КОСПАР—МАС ПО ФИЗИКЕ КОМПАКТНЫХ ОБЪЕКТОВ

Конференция состоится 15—20 июля 1987 г. в Софии (Болгария). Научная программа: 1. Нейтронные звезды; 2. Белые карлики; 3. Лучистый перенос; 4. Черные дыры; 5. Аккреционные диски; 6. Выбросы.

КОЛЛОКВИУМ МАС № 102 «ДЕВЯТЫЙ МЕЖДУНАРОДНЫЙ КОЛЛОКВИУМ ПО УФ- И РЕНТГЕНОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ И ЛАБОРАТОРНОЙ ПЛАЗМЫ»

Коллоквиум состоится 9—11 сентября 1987 г. в Больё-сюр-Мер (Франция). Научная программа: 1. Теоретическая спектроскопия. 2. Экспериментальная атомная физика. 3. Астрофизика Солнца и других тел. 4. Лабораторная плазма малой плотности. 5. Лабораторная плазма большой плотности.