

УДК 524.38—355

АТОМНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПСЕВДОРЕЗОНАНСНЫХ ЛИНИЙ
Al II и Si II. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ КОРОТКОВОЛНОВОГО
СПЕКТРА AU MON.

А.Г.ЕГИКЯН

Поступила 15 февраля 1988
Принята к печати 10 апреля 1988

Рассчитаны вероятности радиационных переходов и сил ударов между всеми уровнями соответственно 12 и 10 низколежащих термов ионов Al II и Si II. Интерпретация ультрафиолетового спектра тесной двойной системы AU Mon с помощью этих атомных данных, на основе кинематической модели, предложенной Сах-те и Феррером, дает для области формирования псевдорезонансных линий поглощения ионов алюминия и кремния следующие значения основных физических параметров: линейный размер $R_T \sim 10^{12}$ см, электронная концентрация $n_e \sim 2 \cdot 10^{11}$ см⁻³, электронная температура $T_e \sim 20000$ K.

1. Введение. В ультрафиолетовом спектре AU Mon (HD 50846), известной затменной системы (B5V + F0I), наблюдается большое количество линий поглощения, формирующихся в плотной газовой оболочке, окутывающей эту тесную пару [1]. Большинство из этих линий — резонансные, но в спектре присутствуют и псевдорезонансные линии [2], нижние уровни которых метастабильные. К ним относятся мультиплеты 1176 <C III>, 1300 <Si III>, линии 1248 <Si II> и 1863 <Al II>. Авторы работы [1] область формирования этих линий относят к внешним слоям общей газовой оболочки системы. С другой стороны, в [1] отмечается, что, в отличие от видимой области спектра, где наблюдается переменная эмиссия только в линии H_{α} , в IUE спектрах AU Mon вовсе отсутствуют эмиссионные линии, в том числе и линии, возникающие при переходах с состояний, одновременно являющихся нижними для отмеченных псевдорезонансных линий, например, 1908 C III], 2666 Al II], 2334 Si II] и 1892 Si III]. Их отсутствие в спектре при наличии резонансных и псевдорезонансных линий поглощения ионов кремния и алюминия позволяет установить ряд параметров системы, относящихся к области формирования линий, прежде всего значений коэффициента дилуции излучения W , электронной концентрации n_e и электронной температуры T_e .

За основу нашего анализа принят приведенный в [1] наблюдательный материал, полученный с помощью IUE в 1978 -1979 гг., представленный, к сожалению, только в виде величин FWHM (полная ширина линии на половине максимума интенсивности). Значения FWHM для анализируемых линий приведены в табл. 1 вместе с силами осцилляторов из раздела 3 и величинами $\Delta\lambda$, показывающими смещения (в Å) от лабораторных значений длин волн. В дальнейшем примем для эквивалентных ширин значения $EW \ll FWHM$, совершив при этом ошибку заведомо меньше порядка величины.

Таблица 1

ЛИНИИ ПОГЛОЩЕНИЯ В КОРОТКОВОЛНОВОМ СПЕКТРЕ АU MON

λ (Å)	Ион	FWHM (Å)	$\Delta\lambda$ (Å)	Переход	f	N (см ⁻²)
1248.3	SiII	0.1	8.4	$3p^2 \ ^4P_{3/2} - 3p^3 \ ^4S_{3/2}$	0.52	1.4+13
1265.0	SiII	2.0	4.7	$3p \ ^2P_{3/2}^0 - 3d \ ^2D_{3/2}$	0.09	1.6+15
1309.5	SiII	1.5	9.3	$3p \ ^2P_{3/2}^0 - 3p^2 \ ^2S_{1/2}$	0.24	4.1+14
1808.2	SiII	0.3	8.0	$3p \ ^2P_{1/2}^0 - 3p^2 \ ^2D_{3/2}$	0.25	4.0+13
1294.6	SiIII	1.5	4.5	$3s3p \ ^3P_1^0 - 3p^3 \ ^3P_2$	0.17	5.9+14
1296.7	SiIII	1.5	6.7	$3s3p \ ^3P_0^0 - 3p^3 \ ^3P_1$	0.22	4.6+14
1299.1	SiIII	1.5	8.9	$3s3p \ ^3P_2^0 - 3p^3 \ ^3P_2$	0.50	5.4+14
1301.2	SiIII	1.5	1.2	$3s3p \ ^3P_1^0 - 3p^3 \ ^3P_0$	0.66	4.1+13
1303.5	SiIII	1.5	3.3	$3s3p \ ^3P_2^0 - 3p^3 \ ^3P_1$	0.27	3.7+14
1671.0	AlII	0.6	0.8	$3s^2 \ ^1S_0 - 3s3p \ ^1P_1$	0.83	4.0+13
1863.0	AlII	2.0	2.3	$3s3p \ ^3P_1^0 - 3s4s \ ^3S_1$	0.58	1.1+14
1854.8	AlIII	2.0	4.7	$3s \ ^2S_{1/2} - 3p^2 \ ^2P_{3/2}^0$	0.88	2.0+14
1250.7	SiII	0.2	0.5	$3p^3 \ ^4S_{3/2}^0 - 3p^4 \ ^4P_{1/2}$	0.18*	8.0+13
1190.2	SiII	0.1	0.2	$3p^2 \ ^3P_0^0 - 3p^3 \ ^3D_1^0$	0.61*	1.2+13

*Источник — [13].

2. Предварительные оценки. Имеем для эквивалентной ширины линии в модели для обрабатывающего слоя [3]

$$EW = \Delta\lambda_D k_0 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{H(u,a)}{1 + k_0 H(u,a) N} du, \quad (1)$$

где $\Delta\lambda_D$ — доплеровская полуширина, обусловленная движением атомов со скоростью $v_{\text{тепл}}$, $\Delta\lambda_D = \lambda v_{\text{тепл}}/c$, $k_0 = 1.5 \cdot 10^{-2} \lambda f / v_{\text{тепл}}$ — коэффициент поглощения в центре линии (см², λ в см), f — сила осциллятора, N — лучевая концентрация поглощающих атомов (см⁻²), $H(u,a)$ — фойгтовский профиль коэффициента поглощения, обширные таблицы значений которого приведены в [4], $a = \Delta v_E / \Delta v_D$ — отношение естественной полуши-

рины линии к доплеровской, для всех анализируемых линий $a \sim 10^{-4}$. Численное интегрирование в (1) с помощью таблиц [4] показало, что все без исключения линии табл.1 оптически тонкие, $\tau_0 = k_0 N \sim 0.1$, в этом случае вместо (1) можно написать [3]:

$$EW = \sqrt{\pi} \Delta \lambda_D k_0 N. \quad (2)$$

Подставляя в (2) значения $EW = FWHM$ из табл.1, получаем для лучевых концентраций значения, также приведенные в табл.1. Подчеркнем, что расширение оболочки со скоростями $v \sim 100 - 1000 \text{ км/с}$, соответствующих этим значениям $\Delta \lambda$, не влияет на величины EW для слабых линий ($\tau \sim 0.1$), и применение (2) вполне оправдано [5].

Исходя из упомянутого выше факта отсутствия в спектре AU Mop вышеуказанных эмиссионных линий, можно записать в случае сферически-симметричного однородного распределения возбужденного газа

$$n_i R_T A_{i1} h\nu / 3 < \pi B_\nu (R_i / R_T)^2, \quad (3)$$

где πB_ν — чернотельный поток от звезды ($\text{эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Гц}^{-1}$), A_{i1} — эйнштейновский коэффициент спонтанного перехода $i \rightarrow 1$; R_T — характерный размер области формирования псевдорезонансных линий, а значения $n_i R_T = N_i$ берутся из табл.1. Но даже при $R_i = R_T$, беря значение температуры звезды $T = 15000 \text{ K}$ (B5, более горячий компонент), получим $\pi B_\nu \sim 10^{-3} (h\nu \sim 5 \text{ эВ})$, в то время, как минимальное значение левой части (3), например, для 1883 [Si III] ($A_{i1} = 4.86 \cdot 10^{-3}$ [6]), порядка 1. Для другой линии мультиплета, 1892 Si III ($A_{i1} = 2.1 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$ [6]), неравенство (3) тем более не будет выполняться. То же самое относится и к линиям Si II и Al II. Остается допустить, что отсутствие эмиссионных линий в спектре вызвано «гашением» этих линий, обусловленным высокой электронной концентрацией и плотностью поля излучения. Об относительно большом значении n_e в области формирования псевдорезонансных линий прямо свидетельствует факт примерного равенства населенностей тонкой структуры терма $3p^3 P^0$ иона Si III (табл.1), что может иметь место только в случае, когда темп ударных переходов становится сравним с темпом спонтанных радиационных переходов. Для проведения конкретных оценок нужно знать значения атомных параметров и, в первую очередь, вероятности эйнштейновских коэффициентов A_{ij} и сил ударов Ω_{ij} , вычисление которых для ионов Si II и Al II и составляет основное содержание настоящей статьи. Величины A_{ij} для Si III вычислены в [6], а Ω_{ij} — в [7].

3. Величины A_{ij} и Ω_{ij} ионов Al^{III} и Si^{III} . В табл. 2 собраны все те термы ионов Al^{II} и Si^{II} , вероятности переходов между уровнями которых были рассчитаны. Порядок уровней и значения их энергий взяты из работ [8,9].

Силы осцилляторов и вероятности переходов между рассматриваемыми состояниями рассчитаны в одноконфигурационном приближении в промежуточной связи, с использованием хартри—фоковских численных волновых функций. Более подробно методика расчета изложена в [6]. Рассчитаны E1, E2, M1, а в некоторых случаях и M2 переходы между всеми уровнями отмеченных термов. Вероятности двухэлектронных переходов приняты равными нулю. Полученные результаты для важнейших переходов приведены в табл. 3 и 4, точность их порядка 50% [6].

Таблица 2

ТЕРМЫ ИОНОВ Al^{II} И Si^{III} , УЧТЕННЫЕ ПРИ РАСЧЕТАХ

Уровень	Терм	
	Al^{III}	Si^{III}
1	$3s^2 \cdot ^1S_0$	$3p \ ^2P_{1/2}$
2	$3p \ ^3P_{3/2}^0$	$3p \ ^2P_{3/2}^0$
3	$3p \ ^3P_{1/2}^0$	$3s3p^2 \ ^4P_{1/2}$
4	$3p \ ^3P_{2/2}^0$	$3s3p^2 \ ^4P_{3/2}$
5	$3p \ ^1P_1^0$	$3s3p^2 \ ^4P_{5/2}$
6	$3p^2 \ ^1D_2$	$3s3p^2 \ ^2D$
7	$4s \ ^1S_1$	$4s \ ^2S_{1/2}$
8	$3p^2 \ ^3P$	$3s3p^2 \ ^2S_{1/2}$
9	$4s \ ^1S_0$	$3d \ ^2D$
10	$3d \ ^1D$	$4p \ ^2P^0$
11	$4p \ ^3P^0$	$3s3p^2 \ ^2P$
12	$4p \ ^1P_1^0$	$3s3p4s \ ^4P^0$
13	$3d \ ^1D_2$	$3p^3 \ ^4S_{3/2}^0$
14	$3p^2 \ ^1S_0$	

Силы ударов Ω_{ij} рассчитаны в бете-борновском приближении. В модификации Карсона [10] выражение для Ω_{ij} имеет вид:

$$\Omega_{ij} = 8.0 \cdot g_i z_{ij}^2 \ln \left[\frac{2e}{\Delta E_{ij}} + 1 \right] \quad (4)$$

для разрешенных (дипольных) переходов и

$$\Omega_{ij} = 7.4 \cdot 10^{-2} g_i (Z^2)^2_{ij} \Delta E_{ij} \frac{e}{e + \Delta E_{ij}/2} \quad (5)$$

для запрещенных (квадрупольных) переходов. Здесь ΔE_{ij} — разность

энергий состояний (эВ), ε — энергия налетающего электрона (эВ), $(Z^n)_{ij} = (r^n)_{ij}(\mu^n)_{ij}$, $(r^n)_{ij}$ — радиальные интегралы для дипольных и квадрупольных переходов, рассчитанные выше при вычислении A_{ij} , и $(\mu^n)_{ij}$ — угловые факторы, они легко вычисляются по формулам, приведенным в [10]. Результаты расчетов для наиболее важных переходов при $\varepsilon \approx 1.2\text{эВ}$

Таблица 3

ВЕРОЯТНОСТИ ПЕРЕХОДОВ A_{ij} И СИЛЫ УДАРОВ Ω_{ij} ИОНА Al II

Переход	$A_{ij}(\text{с}^{-1})$	Ω_{ij}	Переход	$A_{ij}(\text{с}^{-1})$	Ω_{ij}
2-1	0	0.943	10-3	3.332+8	9.80
3-1	3.163+2	2.820	10-4	6.053+8	16.3
3-2	6.263-7	1.085	10-5	1.099+2	44.1
4-1	1.598-3	4.71:	11-1	6.587+1	1.72
4-2	9.768-12	3.80	11-2	6.972+1	1.18
4-3	6.852-6	13.3	11-3	7.290+2	3.47
5-1	7.033+5	1.73	11-4	3.614+3	5.80
5-2	8.737-4	0.306	11-7	6.571+7	8.51:
5-3	1.957-3	0.919	11-9	9.307+1	0.516:
5-4	1.940-3	1.53	11-10	3.015+7	35.4:
6-3	5.727+3	5.53	12-1	8.107+6	0.567
6-4	1.172-2	9.22	12-5	1.831+2	1.89
6-5	1.829+8	11.1	12-7	3.239+3	50.3
7-2	4.477+7	0.76	12-9	2.218+7	61.0
7-3	4.018+8	2.28	12-10	1.743+3	58.6
7-4	1.11+9	3.80	13-1	4.516+1	0.66
7-5	1.018+2	10.6	13-3	4.433+3	2.69
8-2	5.81+7	1.17	13-4	7.076+0	4.48
8-3	2.666+8	3.50	13-5	1.415+8	11.1
8-4	1.012+9	5.84	13-11	2.058+1	2.04:
8-5	2.898+3	15.9	13-12	5.993+6	57.2
9-3	1.811+4	0.71	14-3	2.336+5	0.308
9-5	3.303+8	3.20	14-6	2.454+9	0.944
10-2	5.302+2	3.27	14-7	1.147+0	0.286

(наивероятнейшее значение энергии электронов при $T_e \sim 10^4 \text{K}$) приведены в табл. 3 и 4, все они относятся к девозбуждению [10]. О точности вычислений Ω_{ij} можно судить по табл. 5, где рассчитанные указанным методом силы ударов для иона Si III сравниваются с результатами более точных расчетов методом R — матрицы [7]. Согласие, как видим, удовлетворительное, порядка 10—80%, достаточное для астрофизических задач. Для уровней тонкой структуры, а также для интеркомбинационных переходов с основного уровня, вычисления проводились по формулам и таблицам [11]. В отдельных случаях численные множители в (4) и (5) подгонялись также по [11], в таблицах они отмечены двоеточием. Силы ударов для двухэлектронных переходов у Al II заимствованы у Si III [7], а для Si II положены равными 1.

4. Анализ условий возбуждения псевдорезонансных линий. Имея значения A_{ij} и Ω_{ij} можно приступить к решению уравнения стационарности

для населенностей состояний, перечисленных в разделе 3 при различных значениях n_e и T_e . Ограничиваясь чисто ударным механизмом заселения

Таблица 4
ВЕРОЯТНОСТИ ПЕРЕХОДОВ A_{ij} И СИЛЫ УДАРОВ Ω_{ij} ИОНА SiIII

Переход	$A_{ij}(c^{-1})$	Ω_{ij}	Переход	$A_{ij}(c^{-1})$	Ω_{ij}
2 - 1	7.22-5	4.57	9 - 2	8.61+8	3.15
3 - 1	1.352+3	1.14	9 - 7	2.445-1	14.1
3 - 2	1.774+3	1.14	10 - 1	6.037+2	1.09
4 - 1	3.07+1	2.28	10 - 2	2.134+4	1.09
4 - 2	6.111+2	2.28	10 - 7	6.295+7	56.3:
4 - 3	7.34-6	19.1	10 - 9	1.830+7	19.1:
5 - 2	1.212+3	3.42	11 - 1	1.924+9	3.84
5 - 3	4.264-10	4.65	11 - 2	3.264+9	3.84
5 - 4	3.153-5	16.0	11 - 3	3.15-3	1.24
6 - 1	1.241+8	5.53	11 - 4	2.612-3	1.24
6 - 2	3.397+8	5.53	11 - 5	6.225-4	1.24
6 - 3	3.234-4	1.14	11 - 6	1.03-2	3.196
6 - 4	3.778-3	1.14	11 - 8	3.981-3	0.991
6 - 5	1.02-2	1.14	12 - 3	1.18+8	4.00
7 - 1	3.357+8	0.641	12 - 4	5.108+8	4.00
7 - 2	1.327+9	1.28	12 - 5	6.952+8	4.00
8 - 1	5.005+8	2.77	12 - 6	4.387+4	14.1
8 - 2	1.836+9	5.54	12 - 7	1.094+3	10.6
8 - 3	1.582-2	0.19	12 - 8	5.278-4	20.2
8 - 4	3.894-2	0.38	12 - 11	1.302+2	23.6
8 - 5	5.938-4	0.57	13 - 3	8.978+8	0.167
8 - 6	2.609+0	0.932	13 - 4	1.790+9	0.333
9 - 1	3.108+8	5.15	13 - 5	2.671+9	0.50

уровней, запишем для состояния m , полагая линии оптически тонкими:

$$n_e \sum_{k=1}^{m-1} q_{km} n_k + \sum_{k=m+1}^M n_k (A_{km} + n_e q_{km}) =$$

$$= n_m \sum_{k=1}^{m-1} (A_{mk} + n_e q_{mk}) + n_e \sum_{k=m+1}^M (q_{mk} + 4\pi B_e(T_e) W B_{mk}), \quad (6)$$

где M — число учитываемых состояний, q_{mk} — скорости возбуждения и девозбуждения электронными ударами, W — коэффициент дилуции излучения и B_{mk} — эйнштейновский коэффициент поглощения в линии,

$$B_{mk} = (g_k/g_m)(c^2/2h\nu^3)A_{km}.$$

Система (6) была решена для относительных населенностей n_m/n_j с учетом условия $\sum_{k=1}^M n_k = n_{zj}$, где n_{zj} — концентрация атома Z в стадии ионизации j , и в результате выяснилось, что населенности уровней терма $3p^3P^0$ иона Si III становятся сравнимыми друг с другом с точностью до множителя ~ 2 , начиная со значения $n_e = 10^9 \text{ см}^{-3}$ (табл.6).

Необходимость введения в уравнениях стационарности (6) слагаемого типа $4\pi B_\nu(T_s)WB_{mk}$ в диагональном члене, учитывающего уход атомов из состояния m из-за поглощения в линиях непрерывного излучения звезды обусловлена близостью ее значения к значению скорости деактивации состояния m электронами. В самом деле, критическое значение коэффициента дилуции $W=0.5[1-\sqrt{1-(R_s/R_r)^2}]$, необходимое для «гашения», например, линии 1892 Si III составляет $W_{крит.} = A_{11}/4\pi B_\nu(T_s)B_{mk} = 1.4 \cdot 10^{-4}$ (аналогично $n_{e, крит.} = 4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ при $T_e = 10^4 \text{ К}$ и $6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ при $T_e = 2 \cdot 10^4 \text{ К}$), чему соответствует критическое значение радиуса зоны, $R_{T_{крит.}} = 4 \cdot 10^{12} \text{ см}$ при $R_s = 10^{11} \text{ см}$, среднем радиусе звезды класса B5V [12]. Отметим, что, согласно [1], большая полуось системы равна $5 \cdot 10^{11} / \sin i$ см. Впрочем, как следует из расчетов, член $4\pi B_\nu(T_s)WB_{mk}$ мало влияет на величину отклонения населенностей тонкой структуры от пропорциональности статистическим весам, характерного при больших значениях n_e .

Таблица 5

СИЛЫ УДАРОВ СИИИ, РАССЧИТАННЫЕ В ПРИБЛИЖЕНИЯХ
БОРНА-КАРСОНА И R - МАТРИЦЫ

Переход	R(i,j)	Ω	Ω^*
$3s3p \ ^1P^0 - 3p^2 \ ^1D$	-2.05	7.9	7.8
$3s3p \ ^1P^0 - 3p^2 \ ^1S$	-2.05	0.97	1.2
$3s3p \ ^3P^0 - 3s3d \ ^3D$	-2.49	20.7	31.9
$3s3p \ ^1P^0 - 3s3d \ ^1D$	-2.49	7.4	4.3
$3s3d \ ^3D^0 - 3s4s \ ^3S$	24.7	10.3	13.1
$3s3d \ ^1D - 3s4s \ ^1S$	24.7	2.5	2.2
$3s^2 \ ^1S - 3s3p \ ^1P^0$	-2.08	2.6	5.8
$3s3d \ ^3D - 3s4p \ ^3P^0$	2.16	22.4	35.4
$3s3d \ ^1D - 3s4p \ ^1P^0$	2.16	16.2	16.7
$3p^2 \ ^1D - 3p^2 \ ^1S$	7.04	0.83	1.9

Ω^* — силы ударов, рассчитанные в приближении R-матрицы [7], $R(i,j)$ — радиальные интегралы переходов

Сравним теперь расчетные значения табл. 6 с данными наблюдений. Последние отражают весьма сложную кинематическую структуру областей (как правило, разных), где формируются анализируемые линии. В тех случаях, когда эти области близки, т.е. близки значения $\Delta\lambda$, например, для линий 1248.3 и 1309.5 Si II, сравнение наблюдаемого значения степени возбуждения термина $^1P \text{ Si II } n(^1P_{3/2})/n(^1P_{1/2}) = 3.4 \cdot 10^{-2}$ с данными табл. 6 дает параметры исследуемой зоны: $n_e = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 20000 \text{ К}$. Напомним, что полученные величины должны рассматриваться как предварительные, подлежащие уточнению посредством истинных значений эквивалентных ширин линий.

В табл.6 приведены также значения относительных концентраций ионов II и III стадий ионизации Al, S и Si, полученные путем рассмотрения фотоионизационного баланса при $W=2.5 \cdot 10^{-3}$. Совпадение наблюдаемых и расчетных значений в случае Al и S (5.0—5.4 и 0.15—0.20 соответственно), видимо, отражает доминирующую роль выбранного механизма ионизации для этих элементов (фотоионизация излучением B5) в области формирования линий их ионов. Однако наличие линий ионов SiIV, CIV и NV [1] несомненно свидетельствует о том, что в системе имеется также и дополнительный источник ионизации, в частности, в области формирования линий упомянутых ионов.

Таблица 6

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОТНОШЕНИЯ НАСЕЛЕННОСТЕЙ НЕКОТОРЫХ УРОВНЕЙ ИОНОВ SiII, SiIII, AlIII

Ион	$n_r = 10^9$			$n_r = 10^{10}$	$n_r = 2 \times 10^{11}$	
	1.3	1.6	2.5	$T_e, 10^4 K$	1.6	2.0
SiII n_2/n_1	7.7-4	1.7-3	5.6-3	8.0-3	1.8-2	3.5-2
SiIII n_2/n_1	1.5-3	3.4-3	1.2-2	1.6-2	3.5-2	6.8-2
SiIII n_3/n_2	1.4	1.3	1.2	3.4	4.1	4.1
SiIII n_4/n_3	5.2	5.5	6.3	2.2	1.9	1.9
AlIII n_2/n_1	1.8-2	4.6-2	2.5-1	5.2-2	5.3-2	3.4-1
$W=2.5-3$						
SiIII/SiII	4.2+2	1.7+2	4.0+1	1.7+1	6.9-1	6.3-1
AlIII/AlII	9.1+2	1.1+3	1.5+3	1.1+2	4.3	5.4
SiIII/SII	3.9+1	4.4+1	2.6+1	4.4	1.8	2.0-1

Авторы работы [1], анализируя изменения профиля эмиссионной линии H_{α} , расширенной, кстати, до значений, соответствующих скорости газа 900 км/с, приходят к выводу, что эта линия обусловлена наложением эмиссии газа от трех областей: а) плотной газовой оболочки B5, б) газа, сосредоточенного между звездами, в) перетекающей от FOI к B5V струи со скоростью 200—250 км/с. Вещество струи, после взаимодействия с оболочкой B5 формирует общую оболочку системы. Наблюдаемые линии характеризуются скоростями истечения в диапазоне 100 — 1000 км/с. Для темпа истечения вещества в сферически—симметричном случае можно написать:

$$M = 3.33 \cdot 10^{-49} \cdot R_T^2 \cdot v \cdot n_H \quad m_{\odot}/\text{год} \quad (7)$$

Принимая $R_T = 10^{12}$ см и $n_H = 2 \cdot 10^{11}$ см⁻³, получим $M = 7 \cdot 10^{-7} m_{\odot}/\text{год}$

при $v \sim 100 \text{ км/с}$ и $\dot{M} = 7 \cdot 10^{-6} m_{\odot}/\text{год}$ при $v \sim 1000 \text{ км/с}$. Резюмируя, о физических условиях области формирования исследованных линий можно сказать следующее: газ с параметрами $n_e = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 20000 \text{ К}$,

$n_H > 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и на расстоянии $R_T \sim 10^{12} \text{ см}$ от В5V истекает ($v \sim 100 - 1000 \text{ км/с}$) с темпом не менее $7 \cdot 10^{-7} m_{\odot}/\text{год}$.

В заключение автор выражает благодарность Г.А.Гурзadyану за постановку задачи и конструктивное обсуждение работы и А.Ф.Холтыги-ну за ценные замечания.

Ереванский политехнический
институт

THE ATOMIC DATA OF PSEUDO—RESONANCE LINES OF AL II AND SI II. INTERPRETATION OF UV SPECTRA OF AU MON

A. G. EGİKIAN

The magnitudes of spontaneous probability coefficients and collision strengths between levels of 12 and 10 terms of Al II and Si II respectively are calculated. By these atomic data, on the basis of UV spectra of AU Mon and its Sahade and Ferrer's kinematical model, it is speculated that the region of forming of absorption pseudo—resonance lines of ions of Al and Si, characterize the following values of physical parameters: the effective length is $R_T \sim 10^{12} \text{ см}$, $n_e \sim 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $T_e \sim 20000 \text{ К}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. J.Sahade, O.E.Ferrer, Publ. Astron.Soc.Pacif., 94, 113, 1982.
2. G.A.Gurzadyan, Astrophys. and Space Sci., 80, 189, 1981.
3. В.В.Соболев, Курс теоретической астрофизики, Наука, М., 1985.
4. D.G.Hummer, JILA Rep.№24, Boulder, Colorado, 1964.
5. М.А.Аракелян, Астрофизика, 5, 75, 1969.
6. А.Г.Егикян, Астрофизика, 23, 263, 1987.
7. K.L.Baluja, P.G.Burke, J.Phys. B:Atom. and Mol. Phys., 14, 1333, 1981.
8. С.Е.Моore, NSRDS-NBS 3, Sest. 1, SIII-IV, W., 1965.
9. W.C.Martin, R.Zalubas, J.Phys. and Chem. Ref. Data, 8, 817, 1979.
10. T.R.Carson, J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer, 6, 563, 1966.
11. Л.А.Вайнштейн, И.И.Собельман, Е.А.Юков, Возбуждение атомов и уширение спектральных линий, Наука, М., 1979.
12. К.У.Аллен, Астрофизические величины, Мир, М., 1977.
13. А.Г.Егикян, Астрофизика, 20, 341, 1984.
14. J.M.Shull, M. Van Steenberg, Astrophys. J. Suppl. Ser., 48, 95, 1982.
15. R.J.Gould, Astrophys.J., 219, 250, 1978.
16. D.E.Osterbrock, Astrophysics of Gaseous Nebulae, Freeman and Comp., San Francisco, 1974.