

УДК: 524.37—355

ПСЕВДОРЕЗОНАНСНЫЕ ЛИНИИ Si III В СПЕКТРАХ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

А. Г. ЕГИКЯН

Поступила 18 марта 1986

Принята к печати 10 декабря 1986

Рассчитаны оптические толщины τ_{ul} для группы ультрафиолетовых псевдорезонансных линий Si III, линий, нижние уровни которых метастабильны и которые формируются в самой туманности. С этой целью были найдены значения коэффициентов спонтанных переходов A_{ji} для более чем ста переходов между всеми уровнями 12 нижних термов Si III. Вычисления по нахождению населенностей этих уровней выполнены для модели туманности: температура ядра $T_* = 10^5$ К, радиус ядра $R_* = 10^{10}$ см, радиус туманности $R = 1.2 \cdot 10^{17}$ см, концентрация атомов водорода $n_H = 10^4$ см $^{-3}$, толщина туманности $H = 10^{17}$ см. Найденные расчетные значения τ_{ul} оказались порядка единицы для следующих псевдорезонансных линий Si III: $\lambda\lambda$ 997, 1108, 1113, 1296 и 1303. Отмечается возможность наблюдения этих линий в спектрах ядер туманностей в виде линий поглощения, формирующихся, однако, в самой туманности.

1. *Введение.* В условиях газовых туманностей, как известно, возможно накопление атомов и ионов на низкорасположенных метастабильных состояниях [1], причем степень накопления зависит, при прочих равных условиях, от значения соответствующих атомных параметров.

Можно показать [2], что в условиях туманностей возможно образование линий поглощения при переходах атомов с метастабильных уровней вверх. Эти линии дают возможность получить качественно новый вид информации, и, следует полагать, анализ условий их возникновения и наблюдения поможет нам дополнить и уточнить наши представления о состоянии и структуре излучающего газа туманности. Будем называть эти линии псевдорезонансными, следуя работе [2], где приведен их список — все они находятся в области далекого ультрафиолета. Были проведены специальные исследования с целью нахождения числовых значений сил осцилляторов и вероятностей переходов большинства псевдорезонансных линий из этого списка — они приведены в работах [3, 4]. Там же можно найти ссылки на некоторые наблюдательные данные по псевдорезонансным линиям,

зафиксированным во внеатмосферных условиях в коротковолновых спектрах звезд с газовыми оболочками, и некоторых квазаров.

Настоящая статья посвящена анализу условий наблюдения в спектрах ядер туманностей одной серии псевдорезонансных линий, а именно линий поглощения Si III туманностью.

2. *Атомные параметры Si III.* Учитываются следующие термы (уровни) иона Si III: 1 — $3s^2\ ^1S_0$, 2 — $3s3p\ ^3P_0^o$, 3 — $3s3p\ ^3P_1^o$, 4 — $3s3p\ ^3P_2^o$, 5 — $3s3p\ ^1P^o$, 6 — $3p^2\ ^1D$, 7 — $3p^2\ ^3P$, 8 — $3s3d\ ^3D$, 9 — $3s4s\ ^1S$, 10 — $3p^2\ ^1S$, 11 — $3s4s\ ^1S$, 12 — $3s3d\ ^1D$, 13 — $3s4p\ ^3P^o$, 14 — $3s4p\ ^1P^o$. Порядок уровней (нумерация ведется от состояния с наименьшей энергией) и значения их энергий взяты из [6].

Для сил столкновений и их зависимостей от электронной температуры использованы данные [7], силы столкновений между уровнями тонкой структуры термина $3p\ ^3P^o$ рассчитаны в борновском приближении по данным [8] и имеют вид:

$$\begin{aligned} \Omega(2,3) &= 8.06 \cdot 10^{-4} T_e / (8.62 \cdot 10^{-5} T_e + 0.123), \\ \Omega(2,4) &= 2.64 \cdot 10^{-4} T_e / (8.62 \cdot 10^{-5} T_e + 0.472), \\ \Omega(3,4) &= 4.92 \cdot 10^{-4} T_e / (8.62 \cdot 10^{-5} T_e + 0.252). \end{aligned} \quad (1)$$

Силы осцилляторов и вероятности переходов между рассматриваемыми состояниями Si III рассчитаны в одноконфигурационном приближении в промежуточной связи, с использованием хартри-фоковских численных радиальных волновых функций (ВФ). Для их получения применялся оптимальный хартри-фоковский функционал [13, 9], обеспечивающий ортогональность ВФ возбужденных состояний к ВФ энергетически нижележащих состояний той же симметрии. Так, например, состояние $3s4s\ ^1S_0$ имеет нижележащее состояние той же самой симметрии $3s^2\ ^1S_0$. Стандартная процедура с использованием недиагональных множителей Лагранжа не может обеспечить ортогональность ВФ таких состояний, хотя известно, что пренебрежение этим обстоятельством может привести к значительным погрешностям в значениях сил осцилляторов [14]. Объясняется это тем, что неотъемлемая черта приближения Хартри—Фока — теорема Бриллюэна (в данном случае $(K\gamma LS | H | K'\gamma' LS) = 0$, где $K = 3s^2$ и $K' = 3s4s$) не имеет места. Ортогональный базис ВФ в случае конфигураций типа $n_1 l^{N_1} n_2 l^{N_2}$, предложенный в [13], обеспечивает справедливость теоремы Бриллюэна, и хартри-фоковский функционал энергии, построенный на ее основе, дает, как указывалось, более точные радиальные ВФ, к тому же он позволяет частично учесть корреляционные эффекты. Как следует из анализа данных по расчетам энергетических спектров, в этом случае теоретические уровни энергии атома также лучше совпадают с экспериментальными [15].

Вышеизложенным методом рассчитаны $E1$, $E2$, $M1$ и в некоторых случаях, $M2$ переходы между всеми уровнями учитываемых термов. Полученные результаты приведены в табл. 1, точность их, согласно имеющимся оценкам погрешности применяемого приближения, порядка 20—30% [15].

Таблица 1

ВЕРОЯТНОСТИ ПЕРЕХОДОВ МЕЖДУ УРОВНЯМИ Si III

Переход	$A_{ki}(\text{с}^{-1})$	Переход	$A_{ki}(\text{с}^{-1})$	Переход	$A_{ki}(\text{с}^{-1})$	Переход	$A_{ki}(\text{с}^{-1})$
2—1	0.	13—2	4.487+2	9—5	2.840+3	14—8	4.642+4
3—1	2.105+3	14—2	0.	10—5	4.332+9	10—9	0.
4—1	4.860—3	4—3	8.088—5	11—5	2.659+9	11—9	0.
5—1	1.213+9	5—3	1.305—2	12—5	6.300+8	12—9	1.309—10
6—1	0.	9—3	1.100+9	13—5	1.306—1	13—9	1.474+8
7—1	0.	10—3	1.097+6	14—5	3.139—3	14—9	2.726+4
8—1	5.175—3	11—3	1.562+5	7—6	6.970—3	11—10	0.
9—1	0.	12—3	3.407+4	8—6	0.	12—10	0.
10—1	0.	13—3	4.865+3	12—6	0.	13—10	0.
11—1	0.	14—3	1.873+0	13—6	0.	14—10	0.
12—1	1.869+4	5—4	1.285—2	14—6	0.	12—11	7.525—3
13—1	3.350+3	6—4	5.847+5	8—7	0.	13—11	6.590+2
14—1	9.650+7	7—4	1.719+9	9—7	0.	6—3	2.769+4
3—2	7.317—4	8—4	1.426+9	10—7	4.763—2	7—3	1.328+9
4—2	2.106—10	9—4	3.037+9	11—7	0.	8—3	7.865+8
5—2	5.847—3	10—4	0.	12—7	0.	9—6	0.
6—2	0.	11—4	0.	13—7	0.	10—6	1.474+0
7—2	9.897+7	12—4	1.088+2	14—7	0.	11—6	0.
8—2	1.253+8	13—4	2.318+4	9—8	2.947+0	14—11	3.507+7
9—2	1.226+8	14—4	3.272+0	10—8	0.	13—12	2.585+3
10—2	0.	6—5	3.505+8	11—8	8.575—6	14—12	1.295+8
11—2	0.	7—5	1.822+4	12—8	6.791—6	14—13	2.391—4
12—2	0.	8—5	1.408+3	13—8	3.217+6		

Расчеты проводились по программам [10—12] на ЭВМ БЭСМ-6 Вычислительного центра Института физики АН Литовской ССР.

Отметим псевдорезонансные переходы 7—2 λ 1296, 7—3 λ 1298, 7—4 λ 1303, 8—3 λ 1110 и 8—4 λ 1113 (Si III), резонансный 5—1 λ 1206, полузапрещенный (интеркомбинационный) 3—1 λ 1892 и, наконец, магнитно-квадрупольный 4—1 λ 1883.

3. Ионизационная структура туманности. Для анализа условий наблюдения псевдорезонансных линий найдем функцию источников в линии, даваемую соотношением [16]:

$$S_{ik} = (2h\nu^3/c^2) [(n_i g_k / n_k g_i) - 1]^{-1}, \quad k > i, \quad (2)$$

где n_i — населенность уровня i . В условиях туманностей $n_i/n_k \gg 1$ и

$$S_{ik} = (2h\nu^3/c^2) n_k g_i / n_i g_k.$$

Корректное определение S возможно только на основе более или менее самосогласованной модели туманности, т. е. набора функций $T_e(r)$, $n_e(r)$, $Z^{+k}(r)$, определяющих зависимость электронной температуры и концентрации электронов и ионов наиболее распространенных элементов от радиуса туманности. Методика их нахождения хорошо известна [17, 18].

Населенности уровней n_i данного иона Z^{+k} ($k = 0, 1, 2, \dots$) находятся путем решения соответствующих уравнений стационарности, определяющих заселение уровней, в пренебрежение процессами фотовозбуждения.

Исходными параметрами модели считаются: 1) температура возбуждающей звезды, спектр которой в первом приближении описывается планковской кривой, соответствующей температуре T_* ; 2) радиус звезды R_* ; 3) полная концентрация атомов водорода n_H ; 4) толщина туманности H . Химический состав предполагается стандартным, соответствующим обычному космическому обилию [19]. В данной работе ограничимся упрощенной моделью, учитывающей атомы и ионы только водорода, азота, кислорода и кремния. Среда считается однородной, т. е. n_H считается не зависящей от радиуса, всеми реакциями перезарядок пренебрегаем. Тогда уравнения ионизационного равновесия между двумя последовательными стадиями ионизации, считая, что переходы в континуум совершаются путем фотоионизаций с основного уровня, имеют вид:

$$N_{i, j+1} = R_{ij} N_{ij}, \quad i = 1, 2, 3, 4; \quad j = 1, 2, \dots, M_i, \quad (3)$$

где

$$R_{ij} = \Phi_{ij} / n_e \alpha'_{ij}, \quad (4)$$

и

$$\Phi_{ij} = \int_{\nu_{ij}}^{\infty} (4\pi J_\nu / h\nu) \alpha_{ij}(\nu) d\nu \quad (5)$$

— скорость фотоионизации, α_{ij} — сечение фотоионизации и ν_{ij} — пороговая частота фотоионизации. В (4) α'_{ij} — полный коэффициент фото-рекомбинации,

$$\alpha'_{ij} = \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_{ij}(n). \quad (6)$$

Индекс i нумерует химические элементы, j — стадии ионизации. Концентрация элемента i в стадии ионизации j есть

$$N_{ij} = n_H A_i \lambda_{ij} \left(\sum_{n=1}^{M_i} \lambda_{in} \right)^{-1}, \quad (7)$$

где M_i — число рассматриваемых стадий ионизаций, A_i — обилие элемента i по отношению к водороду и

$$\lambda_{ij} = \prod_{n=1}^{j-1} R_{in}. \quad (8)$$

В (5) J_v — средняя интенсивность ионизирующего излучения

$$J_v = J_v^s + J_v^d, \quad (9)$$

где J_v^s обусловлена прямым излучением звезды. Очевидно, что

$$J_v^s = [4W(1-W)(\pi 2h\nu^3/c^2)/(\exp(h\nu/kT_*) - 1)] \exp(-\tau_{L_c}), \quad (10)$$

где

$$W = [1 - [1 - (R_*/r)^2]^{1/2}]/2 \quad (11)$$

— коэффициент дилуции и

$$\tau_{L_c} = \int N_{H1} \alpha_{H1}(\nu) dr \quad (12)$$

— оптическая толщина туманности в частотах L_c -излучения.

В (9) J_v^d — диффузная составляющая, обусловленная L_c -излучением туманности. Учтем ее в приближении локальности, согласно [20]: полагаем τ_{L_c} настолько большой, что выхода ионизирующих квантов не происходит, т. е. имеет место равенство

$$\int (k_{H1}(\nu) J_v^d / h\nu) d^3r = \int j_v d^3r. \quad (13)$$

Далее считаем, что (13) выполняется во всех точках туманности, т. е.

$$k_{H1}(\nu) J_v^d / h\nu = j_v, \quad (14)$$

где

$$j_v = \alpha_{H1} n_e N_{H2} \quad (15)$$

— коэффициент излучения, и

$$k_{H1}(\nu) = \alpha_{H1}(\nu) N_{H1} \quad (16)$$

— коэффициент поглощения для L_c -излучения. Здесь $N_{H1} + N_{H2} = n_H$.

В уравнениях 3—5, определяющих ионизационное состояние, имеем

$$\int_{\nu_{H1}}^{\infty} (4\pi J^2/h\nu) \alpha_{H1}(\nu) d\nu = n_e N_{H2} \alpha_{H1}, \quad (17)$$

где уже

$$\alpha_{H1} = \sum_{n=2}^{\infty} \alpha_{H1}(n) \quad (18)$$

(континуумы атомов примесей считаются оптически тонкими).

При записи уравнения энергетического баланса будем считать, что среда получает энергию в результате фотоионизаций атомов жестким излучением звезды, а теряет ее из-за фоторекомбинаций, тормозного излучения электронов, возбуждения 2-го уровня атома водорода и низколежащих метастабильных уровней ионов O II, O III и N II, причем ограничимся учетом первых трех уровней.

Имеем

$$\sum_I \sum_J^{M_I-1} N_{IJ} \psi_{IJ} = \sum_I \sum_{J=2}^{M_I} n_e N_{IJ} (\beta_J^{ff} + \beta_{IJ}^{fb}) + \sum_I \sum_{J=1}^{M_I} N_{IJ} \sum_{u=2}^{L_{IJ}} C_{IJ}(u) h\nu(1, u), \quad (19)$$

где

$$\psi_{IJ} = \int_{\nu_{IJ}}^{\infty} (4\pi J^2/h\nu) \alpha_{IJ}(\nu) (h\nu - h\nu_{IJ}) d\nu \quad (20)$$

и β_J^{ff} , β_{IJ}^{fb} — потери на свободно-свободные переходы и фоторекомбинации (только для водорода). Они равны соответственно [18, 20]:

$$\beta_2^{ff} = 1.44 \cdot 10^{-27} T_e^{1/2} \quad (21)$$

и

$$\beta_{H2}^{fb} = (1.09 + 0.158 \cdot 10^{-4} T_e) \alpha_{H1}. \quad (22)$$

Последний член справа в (19) учитывает потери на возбуждение низколежащих уровней (без учета деактивации), L_{IJ} — число рассматриваемых уровней. Здесь

$$C_{ij}(u) = [(8.63 \cdot 10^{-6})/T_e^{1/2} g_1] \Omega(1, u) \exp[-h\nu(1, u)/kT_e]. \quad (23)$$

Значения сил столкновений Ω , сечений фотоионизаций и фоторекомбинаций взяты из работ, цитированных в [18], кроме $a_{Si3}(\nu)$; для которого использовано выражение из [21].

Туманность представляется состоящей из совокупности сферических слоев, для каждого из которых решаются уравнения ионизационного равновесия и теплового баланса (3) и (19) для неизвестных функций $T_e(r)$ и $N_{ij}(r)$.

Населенности уровней получим решением уравнений стационарности, причем ограничимся чисто ударным механизмом заселения уровней. Для уровня l можно написать

$$n_e \sum_{\alpha=1}^{l-1} q_{\alpha l} n_{\alpha} + \sum_{\alpha=l+1}^L n_{\alpha} (A_{\alpha l} + n_e q_{\alpha l}) = n_l \left[\sum_{\alpha=1}^{l-1} (A_{l\alpha} + n_e q_{l\alpha}) + n_e \sum_{\alpha=l+1}^L q_{l\alpha} \right] \quad (24)$$

и

$$\sum_{l=1}^L n_l = N_{ij},$$

где L — число учитываемых уровней, $n_{\alpha} q_{\alpha l}$ — скорости возбуждения и деактивации уровней электронными ударами.

4. *Оптическая толщина среды в псевдорезонансных линиях.* По сути дела нахождение оптической толщины туманности в той или иной псевдорезонансной линии является нашей основной целью, ибо только после этого мы сможем оценить возможности наблюдения псевдорезонансных линий в спектрах туманностей.

Оптическая толщина в линии, как известно, равна

$$\tau_{ul} = \int n_u(r) k_{ul} dr, \quad (25)$$

где k_{ul} — коэффициент поглощения в центре линии:

$$k_{ul} = 1.49 \cdot 10^{-2} f / v_{\text{тепл.}} \quad (26)$$

и

$$v_{\text{тепл.}} = (2kT_e/m_l)^{1/2}. \quad (27)$$

При наличии в среде градиента скорости τ_{ul} существенно зависит от кинематической структуры туманности: как известно, при больших значениях градиента поле излучения в линии полностью определяется выходом квантов вследствие эффекта Доплера. Но в планетарных туманностях следует

учитывать также и выход их в крыльях линии [22], и все рассмотрение усложняется. Ниже увидим, что оптические толщины в частотах псевдорезонансных линий действительно получаются порядка 1, так что строгий анализ должен бы основываться на теории многократного рассеяния излучения для многоуровневой модели атома в среде с небольшими градиентами скорости. Такой анализ выходит, однако, за рамки настоящей работы и будет дан в последующем.

Расчеты модели проводились на ЭВМ ЕС-1045 Вычислительного центра АН Армянской ССР. Электронная температура и ионизационная структура в функции от радиуса для одного из наборов входных параметров модели ($T_* = 10^5$ К, $R_* = 10^{10}$ см, $N = 1.2 \cdot 10^{17}$ см, $n_H = 10^4$ см $^{-3}$) изображены на рис. 1, 2, оптические толщины псевдорезонансных линий приведены в табл. 2.

Таблица 2
ОПТИЧЕСКИЕ ТОЛЩИНЫ
ПСЕВДОРЕЗОНАНСНЫХ ЛИНИЙ Si III

Переход	λ	τ
2-7	1296	0.406
2-8	1108	0.535
4-7	1303	2.42
4-8	1113	2.09
4-9	957	0.64
1-5	1206*	366.

* λ 1206 — резонансная линия.

Подчеркнем, что полученная модель является грубой и не может претендовать, например, на количественное описание эмиссионного спектра какой-либо туманности. Это можно будет сделать только после ее уточнения, путем включения в рассмотрение всех наиболее распространенных элементов, и в первую очередь гелия, учета реакций перезарядок, важных для уточнения ионизационной структуры, более точного рассмотрения проблемы переноса диффузного ионизирующего излучения, учета возможных неоднородностей в распределении вещества и т. д. Все это предполагается сделать в последующем, по мере подготовки соответствующих атомных данных.

Полученные же здесь результаты расчета упрощенной модели попытаемся использовать для анализа возможности наблюдения, по крайней мере в принципе, псевдорезонансных линий в поглощении, в первую очередь, в спектрах ядер планетарных туманностей без широких эмиссионных линий. Следует, очевидно, сравнить интенсивности абсорбционного и эмис-

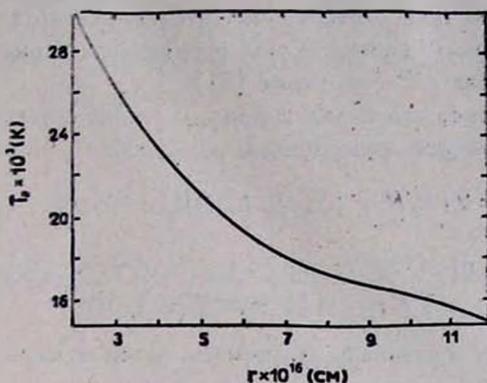


Рис. 1. Зависимость электронной температуры туманности T_e от расстояния. Расчеты выполнены для модели: температура ядра $T_* = 10^5$ K, радиус ядра $R_* = 10^{10}$ см, концентрация водородных атомов $n_H = 10^4$ см $^{-3}$ ($n_H = iN_{HI} + N_{H2}$), радиус туманности $R = 1.2 \cdot 10^{17}$ см, толщина туманности $H = 10^{17}$ см.

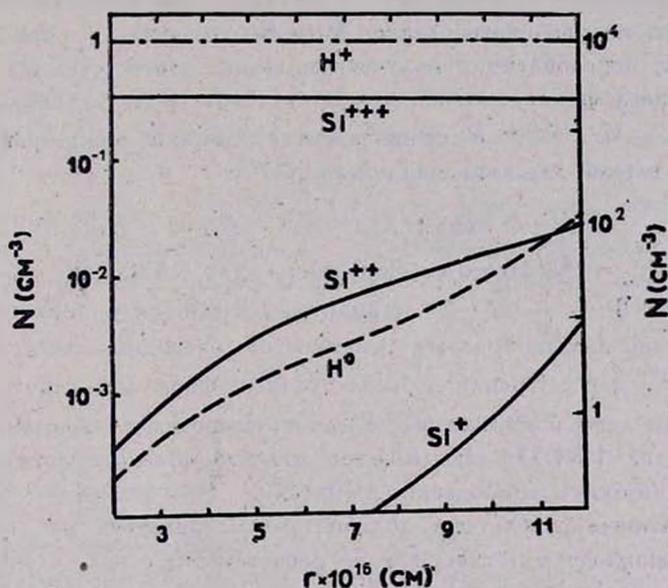


Рис. 2. Ионизационная структура туманности. Расчеты проведены для той же модели, что и на рис. 1. Представлены распределения концентраций ионов кремния и водорода по толщине туманности. Шкала слева — кремний (Si^+ , Si^{++} , Si^{+++}), справа — водород (H^0 , H^+).

сионного компонентов линии, обусловленных частью туманности, проектирующейся на ядро. Для этого воспользуемся результатами работы [23], посвященной расчетам спектров многоуровневных атомов в протяженных оболочках звезд типа WR (см. также [5]).

В [23] показано, что вклад в профиль линии, излучаемой оболочкой, дают три составляющих: эмиссионный компонент

$$R_e = 2(R/R_*)^2 [S_{ul}/B_e(T_*)][1 - \exp(-\tau_{ul})], \quad (28)$$

абсорбционный

$$R_a = -[1 - \exp(-\tau_{ul})] \quad (29)$$

и компонент, обусловленный излучением части туманности, экранированной ядром,

$$R_o = -[S_{ul}/B_c(T_*)][1 - \exp(-\tau_{ul})]. \quad (30)$$

При этом зависимостью функции источников и оптической толщины линии от расстояния и от частоты пренебрегается. Но, в отличие от звезд типа WR, у половины известных планетарных туманностей наблюдаются их диски, т. е. сравнивать следует R_a и R_o (R_o равна с обратным знаком компоненте, обусловленной излучением части туманности, где формируется линия поглощения). Используя полученную модель туманности, сразу же получаем, что $R_a \gg R_o$. Эквивалентная ширина линии равна (считаем ее положительной для эмиссионной линии)

$$W_\lambda = \lambda(v/c)(R_o - R_a), \quad R_o = -R_a, \quad (31)$$

где $v \sim v_{\text{тепа}} = 5-10$ км/с. Например, для $\lambda 1303$ $W_\lambda = -0.04$ А, а для $\lambda 1296$ $W_\lambda = -0.01$ А — линии наблюдаются в поглощении.

В случае звездообразных туманностей, очевидно, следует сравнивать значения R_e и R_a . Оценки по более точным формулам работы [23] показывают, что даже в этом случае R_a лишь немногим меньше R_e (на множитель порядка 1—1.5) — сказывается малость функции источников в линии, и линии будут наблюдаться в эмиссии.

Полученные результаты должны рассматриваться как предварительные, нуждающиеся в подтверждении расчетами на основе уточненных моделей, принимая во внимание и другие механизмы заселения уровней, кроме ударного, в первую очередь, фоторекомбинационного (известно, что в некоторых случаях фоторекомбинации могут обусловить до 20% населения метастабильных уровней [24]).

Автор благодарен Г. А. Гурзядяну за конструктивное обсуждение, стимулирующие замечания и критику, А. А. Никитину и Э. Б. Рудзикасу, под чьим руководством рассчитывались вероятности переходов, за постоян-

ное внимание и поддержку, А. Х. Холтыгину за ценные замечания и П. О. Богдановичу, И. И. Боруте, Г. В. Меркелису и С. Д. Шаджювенс за помощь в расчетах вероятностей переходов. Автор также благодарен рецензенту за полезные замечания.

Ереванский политехнический
институт

THE PSEUDO-RESONANCE LINES OF Si III IN SPECTRA OF PLANETARY NEBULAE

A. G. EGIKIAN

The calculated magnitudes of optical depths, τ_{ul} , for a large group of so-called pseudo-resonance ultraviolet lines (for which the lower levels are metastable) formed in the nebula, were obtained. For this purpose, the magnitudes of spontaneous probability coefficients, A_{ij} , have been calculated for more than one hundred transitions between levels of Si III. The populations of these levels were obtained by the following model of nebula: nucleus temperature $T_* = 10^5$ K, its radius $R_* = 10^{10}$ cm, radius of nebula $R = 1.2 \cdot 10^{17}$ cm, the value of H atoms concentration $n_H = 10^4$ cm $^{-3}$, linear depth of nebula $H = 10^{17}$ cm. The calculated values of τ_{ul} are of the order of unit for the following pseudo-resonance lines of Si III: λ 997, 1108, 1113, 1296, 1303. The possibility of the observations of these lines in the form of absorption lines on the nucleus continuous spectrum background has been outlined, which were formed, in the nebula itself.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Циркуляр Пулк. обсерв., № 6, 19, 1933.
2. G. A. Gurzadyan, *Astrophys. and Space Sci.*, 80, 189, 1981.
3. А. Г. Егикян, *Астрофизика*, 20, 341, 1984.
4. А. Г. Егикян, *Космич. исслед.*, 23, 794, 1985.
5. Д. Михалас, *Звездные атмосферы*, Наука, М., 1982.
6. С. Е. Moore, *Selected Tables of Atomic Spectra — Si II, Si III, Si IV, NSRDS — NBS 3, Section 1, W.*, 1965.
7. K. L. Baluja, P. G. Burke, *J. Phys. B: Atom. and Mol. Phys.*, 14, 1333, 1981.
8. Л. А. Вайнштейн, И. И. Собельман, Е. А. Юков, *Возбуждение атомов и уширение спектральных линий*, Наука, М., 1979.
9. А. А. Никитин, Э. Б. Рудзикас, *Основы теории спектров атомов и ионов*, Наука, М., 1983.
10. П. О. Богданович, *Программа численного решения уравнений Хартри—Фока*, Вильнюс, 1978.

11. С. Д. Шаджюенс, П. О. Бозданович, Программа расчета сложных энергетических спектров многоэлектронных атомов и ионов, Вильнюс, 1980.
12. Г. В. Меркелис, Программа расчета сил осцилляторов и вероятностей электрического в магнитного мультипольного излучения, Вильнюс, 1981.
13. П. О. Бозданович, Р. И. Каразия, И. И. Боруа, Лит. физ. сб., 20, 15, 1980.
14. С. А. Nicolaites, D. R. Beck, Can. J. Phys., 53, 1224, 1975.
15. И. И. Боруа, Диссертация, ВГУ, Вильнюс, 1982.
16. В. В. Иванов, Перенос излучения и спектры небесных тел, Наука, М., 1969.
17. J. P. Harrington, Astrophys. J., 152, 943, 1968.
18. J. P. Harrington, M. J. Seaton, S. Adams, J. H. Lutz, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 199, 517, 1982.
19. К. У. Аллен, Астрофизические величины, Мир, М., 1977.
20. D. G. Hammer, M. J. Seaton, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 125, 437, 1963.
21. J. Silk, R. L. Brown, Astrophys. J., 163, 495, 1971.
22. В. В. Соболев, Курс теоретической астрофизики, Наука, М., 1985.
23. J. I. Castor, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 149, 111, 1970.
24. А. Ф. Холтыгин, Диссертация, ЛГУ, Ленинград, 1981.