

УДК: 524.37—355—36

ЛИНИИ ИОНОВ УГЛЕРОДА, АЗОТА И КИСЛОРОДА В СПЕКТРАХ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ. I. ВЕРОЯТНОСТИ ПЕРЕХОДОВ И СИЛЫ ОСЦИЛЛЯТОРОВ

П. О. БОГДАНОВИЧ, Р. А. ЛУКОШЯВИЧЮС, А. А. НИКИТИН,
Э. Б. РУДЗИКАС, А. Ф. ХОЛТЫГИН

Поступила 20 октября 1984

Принята к печати 11 января 1985

Рассчитаны энергии уровней, длины волн и вероятности переходов для ряда астрофизически важных линий ионов С, N, O.

1. *Введение.* В спектрах планетарных туманностей (ПТ) как в видимой, так и в УФ и ИК-областях наблюдается большое число линий углерода: C I—C IV, азота: N I—N V и кислорода: O I—O VI [1—5]. Линии видимой области спектра, как правило, слабы (их интенсивности много меньше интенсивности линии H₃ ($I(\lambda)/I(H_3) = 0.001 - 0.02$)). Возникновение в спектрах ПТ этих линий обусловлено в значительной степени фоторекомбинационным механизмом. В УФ-спектрах наиболее сильными линиями ионов С, N и O являются линии C III λ 1909, C IV λ 1548, N IV λ 1468, N III λ 1640 и ряд других. Эти линии соответствуют переходам между низколежащими уровнями, в том числе как резонансным, так и интеркомбинационным. В ИК-спектрах ПТ обнаружены линии C IV ($n \rightarrow n'$), где $n, n' = 8-10$ [5]. Эти линии имеют рекомбинационное происхождение и вклад в их интенсивности ударных процессов, вероятно, мал, как он мал для соответствующих линий водорода [6]. В то же время, линии УФ-области спектра в основном являются столкновительными. Из оценок [13] видно, что фоторекомбинация вносит вклад в их интенсивности не более 10%. Как указывается в [7, 8], значительный вклад в их интенсивности дает дивалентная рекомбинация. Однако этот вывод основан на вычислениях вероятностей переходов из автоионизационных состояний ионов С, N и O, которые в настоящее время недостаточно надежны.

Сравнение наблюдаемых интенсивностей линий в спектрах ПТ с рассчитанными по моделям ПТ является одним из основных методов познания свойств ПТ (T_e, n_e , химический состав и т. д.). В спектрах ПТ весь-

ма полно исследованы линии H , $He I$, $He II$ и достигнуто хорошее согласие рассчитываемых и наблюдаемых их интенсивностей. Вместе с тем не хватает достаточно полных и последовательных расчетов интенсивностей линий ионов C , N и O в спектрах ПТ. Основной причиной неполноты расчетов является плохое знание вероятностей переходов в указанных ионах, особенно для высоковозбужденных линий, существенная роль двухэлектронных переходов и переходов в дважды возбужденных состояниях [9, 10]. В данной работе получены вероятности переходов и силы осцилляторов для ряда астрофизически важных линий ионов $C II$, $C III$, $N III$, $N IV$, $O IV$ и $O V$. Эти величины в дальнейшем будут использованы для расчета интенсивностей линий этих ионов и определения содержания ионов углерода, азота и кислорода в ряде ПТ.

2. *Методы расчета характеристик электронных переходов.* Наиболее распространенным методом, используемым при массовом расчете энергетических спектров, длин волн и вероятностей переходов, является одноконфигурационное приближение. Обычно при этом, как и в настоящей работе, используются численные хартри-фоковские радиальные орбитали, а матрица энергии вычисляется в LS -связи с последующей ее диагонализацией. Получаемые в результате этого многотермные собственные функции используются для расчета матричных элементов оператора перехода. Такой подход позволяет определять характеристики как разрешенных переходов, так и запрещенных в LS -связи (например, интеркомбинационных) линий.

Однако, как известно, одноконфигурационное приближение во многих случаях обладает малой точностью, недостаточной для надежной интерпретации экспериментальных данных. Вероятности двух- и трехэлектронных переходов, играющих важную роль в спектрах ПТ, вообще не могут быть получены в одноконфигурационном приближении, так как они обусловлены корреляционными эффектами. В этих случаях необходимо проводить расчеты с учетом последних. Наиболее удобным методом, непосредственно обобщающим используемое одноконфигурационное приближение Хартри—Фока, является суперпозиция конфигураций, один из возможных вариантов которой описан ниже в конце раздела.

В спектрах ПТ, как указывалось выше, наблюдаются линии переходов между уровнями ионов C , N и O со значениями n от $n = 2$ до $n = 8-10$, и необходимо знание характеристик возможных переходов с $n \leq 10$ на все нижележащие уровни. Как указывалось в работах [11, 12], в интенсивности рекомбинационных линий ионов C , N и O , в отличие от водорода, могут вносить вклад и переходы с вышележащих уровней с $n \geq 10$, что приводит к необходимости расчета еще большего числа переходов. Например, при расчете рекомбинационного спектра $C III$ [13]

использовалось более 200 значений вероятностей A_{ij} . Все используемые в расчетах значения вероятностей требуется вычислять по возможности в единой схеме. Если же использовать разнородные литературные источники вероятностей, то нерегулярные отклонения от истинных значений приводят к непредсказуемой погрешности расчетов интенсивностей линий.

Одноконфигурационные хартри-фоковские расчеты, использованные в данной работе для получения большей части вероятностей переходов, проводились с помощью программ, описанных в [14, 15]. Радиальные орбитали определялись независимо для усредненной по термам энергии каждой конфигурации. В операторе энергии, кроме обычных членов электростатического и спин-орбитального взаимодействия, учитывались и релятивистские поправки второго порядка в рамках оператора Брейта [16], однако их роль в рассматриваемых ионах невелика. Оказалось, что во всех случаях LS -связь выполняется очень хорошо и коэффициенты разложения волновой функции при примесных членах обычно не превышают нескольких тысячных и только в некоторых случаях достигают сотых долей. Спин-орбитальное расщепление термов хорошо описывается в используемом приближении, а в разностях энергий отдельных мультиплетов существуют погрешности. Уточненные длины волн λ^* могут быть получены при введении полуэмпирических поправок $\Delta(LS, L'S')$, постоянных для каждой пары термов.

Как уже упоминалось, для рассматриваемых ионов важны и двухэлектронные переходы типа $2snlLS \rightarrow 2pn'l'L'S$. Линии таких переходов наблюдались в спектрах ПТ и некоторых звезд [1—4]. Линия переходов $2s5f^3F - 2p3p^3D$ в C III (λ 4156) является одной из самых интенсивных линий этого иона в спектрах ПТ. Следует также указать, что двухэлектронные переходы влияют и на интенсивности линий обычных одноэлектронных переходов. Например, переход C II λ 1063 ($2s4f^2F - 2p^3D$) уменьшает заселенность терма 2F , а тем самым и интенсивность линии λ 4267, принадлежащей переходу $2s4f - 2s3d$ в C II и являющейся наиболее интенсивной в спектрах ПТ.

Для получения вероятностей двухэлектронных переходов и уточнения некоторых одноэлектронных в работе проведены расчеты с учетом наложения конфигураций. При этом для описания уточняемых конфигураций начального и конечного состояний использовались хартри-фоковские радиальные орбитали (РО). Если для поправочных конфигураций, налагаемых на уточняемую, использовать обычные хартри-фоковские функции, то получаемое приближение можно назвать суперпозицией конфигураций (СК). К сожалению, СК обладает плохой сходимостью по отношению к числу налагаемых конфигураций. Даже для достижения хорошей точности в энергии перехода требуется учет очень большого числа конфигураций, в том числе и содержащих функции непрерывного спектра. Сходи-

мость относительно характеристик электронных переходов еще хуже. Максимальную сходимостъ обеспечивает использование РО, получаемых при решении многоконфигурационных уравнений Хартри—Фока—Юциса [18]. Однако решение этих уравнений довольно сложно, требует больших расходов машинного времени и не может быть рекомендовано для массовых расчетов. В работах [19, 20] было предложено вместо решений многоконфигурационных уравнений использовать функции, получаемые из РО исследуемой конфигурации с помощью простых преобразований:

$$P^T(n'l|r) = \frac{1}{N} (A - r^2) P(nl|r), \quad (1)$$

$$P^T(n'l'|r) = \frac{1}{N} r^{\Delta l} P(nl|r), \quad \Delta l = l' - l \neq 0. \quad (2)$$

Такие трансформированные функции использовались для описания тех электронов, которыми поправочная конфигурация отличается от уточняемой, и позволили получить существенное уточнение энергетических спектров в рамках теории возмущений. [19, 20]. В настоящей работе так описанные поправочные конфигурации использовались для формирования матрицы энергии и описания многоконфигурационной функции.

3. Вероятности переходов в ионах углерода, азота и кислорода. Линии рассматриваемых нами ионов в спектрах ПТ можно, как указывалось ранее [10], разделить на три группы:

А) переходы между конфигурациями с одним возбужденным электроном — «нормальные переходы».

Б) Переходы между конфигурациями с двумя возбужденными электронами, один из которых не участвует в переходе, например, переход $2s2p3p^4P - 2s2p3s^4D$ в N III, λ 4515.

В) Двухэлектронные переходы, запрещенные в одноэлектронном приближении. Например, переход $2s5f^1F - 2p3p^1D$ в C III, λ 6351.

Как уже указывалось, во всех рассматриваемых случаях LS-связь является достаточно чистой. Поэтому вероятности переходов между отдельными уровнями $A_{JJ'}$ могут характеризоваться через вероятности переходов между мультиплетами $A(LS \rightarrow L'S)$. Для перехода от $A(LS \rightarrow L'S)$ к $A_{JJ'}$ необходимо воспользоваться соотношением:

$$A_{JJ'} = (2L + 1)(2J' + 1) \left\{ \begin{matrix} L & J & S \\ J' & L' & 1 \end{matrix} \right\}^2 A(LS \rightarrow L'S). \quad (3)$$

Для сокращения объема информации в табл. 1 приведены только вероятности переходов между термами для астрофизически важных линий

Таблица 1

 ДЛИНЫ ВОЛН (Å) И ВЕРОЯТНОСТИ (10^8 с^{-1}) ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ
 ДИПОЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ В ИОНАХ С, N И O, РАССЧИТАННЫЕ
 В ОДНОКОНФИГУРАЦИОННОМ ПРИБЛИЖЕНИИ ХАРТРИ-ФОКА

Ион	Мультиплет	$\lambda_{\text{экс}}$	$\lambda^{\text{ХФ}}$	$A_L^{\text{ХФ}}$	$A_V^{\text{ХФ}}$	A
1	2	3	4	5	6	7
C II	$3s^2S-2p^2P$	858	847	12.5	14.5	
	$4s^2S-2p^2P$	636	626	3.74	4.30	
	$5s^2S-2p^2P$	577	570	1.65	1.86	
	$6s^2S-2p^2P$	552	545	0.876	1.04	
	$3d^2D-2p^2P$	687	676	26.2	23.0	
	$4d^2D-2p^2P$	595	587	11.9	10.3	
	$5d^2D-2p^2P$	560	554	6.10	5.31	
	$6d^2D-2p^2P$	543	537	3.52	3.06	
	$3p^2P-3s^2S$	6580	5798	0.651	0.80	
	$3d^2D-3p^2P$	7233	7885	0.369	0.378	
	$4s^2S-3p^2P$	3920	4107	1.81	1.61	
	$4f^2F-3d^2D$	4267	4314	2.38	2.37	
	N III	$3s^2S-2p^2P$	452	444	37.8	43.1
$4s^2S-2p^2P$		332	328	12.1	13.8	
$5s^2S-2p^2P$		300	297	5.52	6.27	
$6s^2S-2p^2P$		286	283	2.95	3.39	
$3d^2D-2p^2P$		374	369	119	107	60.8 [20]
$4d^2D-2p^2P$		315	311	49.2	44.0	
$5d^2D-2p^2P$		293	290	24.4	21.9	
$6d^2D-2p^2P$		282	280	15.5	12.4	
$3p^2P-3s^2S$		4097	3876	1.19	0.968	
$3d^2D-3p^2P$		4640	5010	0.679	0.673	
$4f^2F-3d^2D$	1835	1899	12.2	12.1		
O IV	$2p3s^2P-3s^2S$	618	982	38.0		
	$2p3s^4P-3s^2S$	1224	1665	5.25-06		
	$3d^2D-2p^3^2P$	762	865	1.75-07		
	$3d^2D-2p^3^4S$	529	538	1.42-06		
	$3d^2D-2p^3^2D$	606	651	8.84-03		
C III	$2s2p^1P-2s^2^1S$	977	1009	23.1	11.9	23 [9]
	$2s3p^1P-2s^2^1S$	386	399	38.6	35.0	36 [9]
	$2s4p^1P-2s^2^1S$	310	327	17.9	16.7	19 [9]
	$2s5p^1P-2s^2^1S$	291	303	9.33	8.81	9.8 [9]
	$2s6p^1P-2s^2^1S$	230	292	5.43	5.14	5.8 [9]

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7
N IV	$2s2p\ ^1P - 2s^2\ ^1S$	765	799	29.4	15.9	30 [32]
	$2s3p\ ^1P - 2s^2\ ^1S$	247	253	126	118	120 [32]
	$2s4p\ ^1P - 2s^2\ ^1S$	197	204	57.5	54.9	63 [32]
	$2s5p\ ^1P - 2s^2\ ^1S$	182	187	29.9	28.8	32 [32]
	$2s6p\ ^2P - 2s^2\ ^1S$	175	180	17.4	16.8	14 [32]

C II, N III, O IV, C III, N IV, вычисленные в одноконфигурационном приближении Хартри—Фока. Как обычно, вероятности переходов рассчитывались для двух эквивалентных форм оператора перехода: формы длины (A_L) и формы скорости (A_V). Хотя, как известно, совпадение характеристик переходов, полученных в двух формах, не может всегда быть гарантией точности найденной величины, однако степень их расхождения позволяет в большинстве случаев верно оценивать достоверность получаемых результатов. Как видно из табл. 1, в случае изовалентной последовательности бора (C II, N III и O IV) вероятности, рассчитанные в двух формах, совпадают сравнительно хорошо. Это связано с тем, что рассматриваются переходы одного электрона в поле заполненных оболочек. Хорошее согласие наблюдается и в длинах волн — теоретических и экспериментальных. В случае изовалентной последовательности бериллия расхождения несколько больше.

В случае изовалентной последовательности бериллия вероятности перехода $2s2p - 2s^2$, полученные в двух формах сильно отличаются. Для установления надежных результатов в этом случае требуется учет корреляционных эффектов, который был проведен по методике, описанной в конце предыдущего раздела. При расчетах на уточняемую конфигурацию накладывалось по 15—20 поправочных конфигураций. В табл. 2 в качестве примера приведены коэффициенты разложения собственных функций, полученные в многоконфигурационном приближении (МКП). Из таблицы видно, какие поправочные конфигурации играют наиболее важную роль. Как и следовало ожидать, самым большим вкладом в уточняемые обладают квазивырожденные конфигурации, т. е. конфигурации, получающиеся из уточняемых без изменения главных квантовых чисел.

Результаты расчета длин волн и вероятностей переходов $1s^2 2p^2 - 1s^2 2s 2p$ приведены в табл. 3. В данном случае МКП заметно улучшает те длины волн, которые при использовании приближения ХФ плохо совпадают с экспериментом. В МКП существенно лучше согласуются вероятности, полученные исходя из двух форм оператора перехода. При этом наблюдается хорошее согласие и с результатами, полученными методами

теории возмущений (ТВ) с разложением по $1/\bar{z}$ [21], а также другими авторами в различных приближениях.

Таблица 2

РАЗЛОЖЕНИЕ СОБСТВЕННЫХ ФУНКЦИЙ НЕКОТОРЫХ УРОВНЕЙ ИОНОВ C, N, O В МНОГОКОНФИГУРАЦИОННОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Конф.	Ион	LSJ	1000·ψ*
1s ² 2s ² 2p	C II	² P _{1/2}	969 (2s ² 2p) ² P - 211 (2p ³) ² P - 23 (2p3s ²) ² P - 23 (2p3d ²) ² P - -28 (2s2p3s) ² P + 89 (2s2p3d) ² P - 68 (2s2p3d) ² P + + 26 (2s2p4d) ² P - 21 (2s2p4d) ² P
	O IV	² P _{1/2}	976 (2s ² 2p) ² P - 197 (2p ³) ² P - 15 (2p3s ²) ² P - 23 (2s2p3s) ² P + + 64 (2s2p3d) ² P - 49 (2s2p3d) ² P + 15 (2s2p4d) ² P - -11 (2s2p4d) ² P
1s ² 2s2p ²	C II	² D _{5/2}	977 (2s2p ²) ² D - 46 (2s3p ²) ² D - 39 (2s3d ²) ² D - 157 (2s ² 3d) ² D + + 118 (2p ² 3d) ² D + 25 (2p ² 3d) ² D - 27 (2s2p3p) ² D - - 45 (2s2p3p) ² D
	O IV	² D _{5/2}	992 (2s2p ²) ² D - 27 (2s3p ²) ² D - 27 (2s3d ²) ² D - 84 (2s ² 3d) ² D + + 84 (2p ² 3d) ² D - 18 (2s2p3p) ² D
1s ² 2p ²	C III	¹ S ₀	942 (2p ²) ¹ S + 263 (2s ²) ¹ S - 56 (3d ²) ¹ S - 58 (2p3p) ¹ S - - 151 (2s3s) ¹ S
	O V	¹ S ₀	960 (2p ²) ¹ S + 256 (2s ²) ¹ S - 21 (3s ²) ¹ S - 36 (3p ²) ¹ S - - 65 (3d ²) ¹ S - 68 (2s3s) ¹ S - 35 (2p3p) ¹ S
1s ² 2s ² 3p	C II	² P _{1/2}	958 (2s ² 3p) ² P - 16 (2p ² 3p) ² P - 258 (2p ² 3p) ² P - 19 (3s ² 3p) ² P - - 47 (2s2p3s) ² P + 112 (2s2p3s) ² P
1s ² 2s2p	C III	³ P ₀	998 (2s2p) ³ P + 53 (2s3p) ³ P - 18 (3s3p) ³ P + 13 (2p4d) ³ P
	O V	³ P ₀	999 (2s2p) ³ P + 37 (3p3d) ³ P - 13 (2p3s) ³ P - 12 (3s3p) ³ P

* Конфигурации, по волновым функциям которых разлагается волновая функция исходного состояния, приведены в скобках. Перед скобками даны коэффициенты разложения, умноженные на 1000.

При расчете перехода 1s²2s2p² - 1s²2s²2p МКП не улучшает длин волн разрешенных переходов. Это связано со случайной компенсацией корреляционных эффектов и в результате высокой точности длин волн в приближении ХФ. В то же время, МКП существенно улучшает энергетический спектр конфигурации 1s²2s2p³ (табл. 4). В первой строке этой таблицы указана энергия уровня ⁴P_{1/2}, отсчитанная относительно нижнего уровня конфигурации 1s²2s²2p, рассчитанного в аналогичном приближении. Остальные уровни указаны относительно ⁴P_{1/2}. Вероятности этого перехода приведены в табл. 5. Как видно из таблицы, МКП существенно улучшает совпадение двух форм и рассчитанные вероятности можно считать достаточно надежными.

Таблица 3

ДЛИНЫ ВОЛН (λ) И ВЕРОЯТНОСТИ (10^8 с^{-1}) ПЕРЕХОДОВ $1s^2 2p^2 - 1s^2 2s 2p$, РАССЧИТАННЫЕ
В МНОГОКОНФИГУРАЦИОННОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Ион	Переход	$J-J'$	λ			A									
			$\bar{\epsilon}_{\text{всп.}}$	ХФ	МКП	ХФ		МКП		ТВ [21]	$\bar{\epsilon}_{\text{всп.}}$ [22]	ТВ [23]	[24]	[25]	
						r	v	r	v						
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	
C III	$1S-1P$	0-1	1247	1483	1223	7.35	8.47	22.3	25.5	16.6				21.1	18.6
	$3P-3P$	0-1	1176	1161	1161	15.3	10.8	13.8	14.9	12.7				13.3	13.6
		1-0	1175	1161	1160	5.11	3.60	4.60	4.96	4.25				4.4	4.55
		1-1	1176	1161	1160	3.83	2.70	3.44	3.72	3.18				3.3	3.41
		1-2	1176	1162	1161	6.36	4.50	5.73	6.19	5.3				5.5	5.67
		2-1	1175	1160	1160	3.83	2.70	3.45	3.72	3.19				3.3	3.42
		2-2	1176	1161	1160	11.5	8.11	10.3	11.2	9.55				9.98	10.2
		$1D-1P$	2-1	2298	2379	2322	1.78	5.28	1.30	1.30	1.5	1.4	1.56	1.4	1.46
N IV	$1S-1P$	0-1	955	1128	941	10.6	11.7	30.7	35.2	25.1					
	$3P-3P$	0-1	924	915	914	19.9	14.5	18.2	19.9	17.1					
		1-0	923	914	913	6.65	4.83	6.10	6.64	5.73					
		1-1	923	914	914	4.98	3.62	4.56	4.97	4.29					
		1-2	924	915	915	8.26	6.03	7.58	8.28	7.12					
		2-1	922	913	913	4.99	3.63	4.58	4.98	4.30					
		2-2	923	914	914	14.9	10.9	13.7	14.9	12.9					
		$1D-1P$	2-1	1719	1781	1734	2.69	7.44	2.23	2.22	2.44	2.2	2.47	3.35	
O V	$1S-1P$	0-1	775	910	766	13.9	15.1	39.4	45.2	34.0					35.4
	$3P-3P$	0-1	761	756	757	24.3	18.1	22.4	24.2	21.5					22.5
		1-0	759	754	755	8.15	6.05	7.53	8.09	7.22					7.55
		1-1	760	755	756	6.09	4.53	5.63	6.06	5.40					5.64
		1-2	762	757	758	10.1	7.5	9.32	10.1	8.93					9.34
		2-1	759	754	754	6.13	4.54	5.67	6.07	5.43					5.68
		2-2	760	755	756	18.3	13.6	16.9	18.2	16.2					16.9
		$1D-1P$	2-1	1371	1421	1388	3.66	9.64	3.19	3.07	3.45	3.3	3.46	4.36	

Таблица 4

ЭНЕРГИИ УРОВНЕЙ (см⁻¹) КОНФИГУРАЦИИ 1s²2s2p², ПОЛУЧЕННЫЕ В РАЗЛИЧНЫХ ПРИБЛИЖЕНИЯХ

LSJ	С II			O IV			N III		
	Эксп. [26]	ХФ	МКП	Эксп. [26]	ХФ	МКП	Эксп. [26]	ХФ	МКП
⁴ P _{1/2}	43000	29302	41681	71177	53443	69896	57192	41295	55859
⁴ P _{3/2}	22	21	21	131	129	130	60	58	58
⁴ P _{5/2}	51	57	57	316	344	344	141	155	155
² D _{5/2}	31931	42900	35018	55759	66926	59270	43832	55071	47331
² D _{3/2}	31933	42900	35017	55773	66925	59267	43840	55071	47330
² S _{1/2}	53494	65253	58282	93190	103710	98145	73812	84696	78853
² P _{1/2}	67625	83894	72689	109304	126602	114838	88684	105693	94211
² P _{3/2}	67666	83937	72731	109548	126859	115092	88745	105810	94326

Таблица 5

ДЛИНЫ ВОЛН (А) И ВЕРОЯТНОСТИ ПЕРЕХОДОВ (10⁸ с⁻¹) 1s² 2s 2p² — 1s² 2s² 2p, РАССЧИТАННЫЕ В МНОГОКОНФИГУРАЦИОННОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Ион	Переход	J—J'	λ			A				
			Эксп.	ХФ	МКП	ХФ		МКП		
						г	ν	г	ν	
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	
С II	² P— ² P	1/2—1/2	904	883	874	42.08	16.96	29.90	32.15	
		1/2—3/2	904	884	875	21.10	8.51	15.08	16.22	
		3/2—1/2	904	883	874	10.53	4.24	7.50	8.06	
		3/2—3/2	904	883	874	52.67	21.23	37.48	40.32	
	² S— ² P	1/2—1/2	1036	1057	1000	4.13	2.39	8.02	9.19	
		1/2—3/2	1037	1058	1001	8.13	4.70	15.83	18.14	
	² D— ² P	3/2—1/2	1335	1385	1304	4.56	4.52	2.45	2.65	
		3/2—3/2	1336	1386	1305	0.90	0.90	0.49	0.52	
		5/2—3/2	1336	1386	1305	5.45	5.41	2.93	3.18	
	N III	² P— ² P	1/2—1/2	686	680	666	55.83	23.97	40.82	43.93
			1/2—3/2	686	681	667	28.13	12.11	20.79	22.39
			3/2—1/2	685	680	666	13.99	6.00	10.27	11.04
3/2—3/2			686	681	667	70.02	30.09	51.41	55.29	
² S— ² P		1/2—1/2	763	794	742	6.01	3.51	10.20	11.85	
		1/2—3/2	764	795	743	11.58	6.79	19.69	22.89	
² D— ² P		3/2—1/2	990	1038	969	6.60	6.59	4.31	4.61	
		3/2—3/2	992	1040	971	1.29	1.30	0.84	0.90	
		5/2—3/2	992	1040	971	7.85	7.87	5.13	5.50	
O IV		² P— ² P	1/2—1/2	554	555	541	68.61	30.84	51.12	55.00
			1/2—3/2	555	557	542	34.86	15.74	26.48	28.58
			3/2—1/2	553	555	541	17.23	7.72	12.93	13.90
	3/2—3/2		555	556	542	86.34	38.87	64.75	69.74	

Таблица 5 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
	$^3S-^3P$	1/2-1/2 1/2-3/2	608 610	636 638	595 596	8.01 14.87	4.73 8.82	13.22 24.62	15.40 28.68
	$^3D-^3P$	3/2-1/2 3/2-3/2 5/2-3/2	788 790 790	831 833 833	774 776 776	8.65 1.67 10.23	8.69 1.69 10.35	6.18 1.19 7.31	6.53 1.25 7.76

Таблица 6

ВЕРОЯТНОСТИ (10^8 с^{-1}) ДВУХЭЛЕКТРОННЫХ ПЕРЕХОДОВ
ИОНОВ С II, N III

Переход	Ион	$LS-L'S'$	$J-J'$	A		
				A_1	A_2	[27, 28]
$2s^24f-2s2p^2$	C II	$^3F^0-^2P$ $^3F^0-^4P$ $^3F^0-^2D$		1.2-07 6.6-08 0.13		0.15
$2s^23p-2s2p^2$	C II	$^2P-^2P$	1/2-1/2	1.2-04	2.1-03	
			1/2-3/2	5.4-05	9.6-04	
			3/2-1/2	2.4-05	4.5-04	
			3/2-3/2	1.4-04	2.5-03	
		$^2P-^4P$	1/2-1/2	1.6-07	2.3-07	
			1/2-3/2	1.8-07	1.9-07	
	N III	$^2P-^2S$	1/2-1/2	0.042	0.18	
			3/2-1/2	0.042	0.18	
			$^2P-^2D$	1/2-3/2	0.38	0.68
		3/2-3/2		0.038	0.068	
		3/2-5/2		0.35	0.62	
		$^2P-^4P$	1/2-1/2	2.2-05	3.1-06	8.2-07
1/2-3/2	1.5-06		1.5-06			
3/2-1/2	4.1-06		4.3-06	6.6-09		
3/2-3/2	1.3-06		7.4-07	4.9-06		
3/2-5/2	1.4-05		1.2-05	1.8-05		
$^2P-^2D$	1/2-3/2		0.59	0.98	0.25	
	3/2-3/2	0.059	0.098	0.25		
	3/2-5/2	0.53	0.83	2.2		

Приведенные примеры показывают, что описанный метод наложения конфигураций с использованием трансформированных функций позволяет учитывать большую часть корреляционных эффектов и находить достаточно точные значения вероятностей. В дальнейших расчетах он использовался для определения вероятностей двухэлектронных переходов (табл. 6). Как видно из таблицы, для некоторых переходов величины вероятностей получаются довольно большими и сравнимыми с вероятностями разрешен-

ных одноэлектронных переходов. Рассчитывалась также вероятность трехэлектронного перехода $2s^2 3d-2p^3$, однако эта вероятность мала, и можно считать, что такого рода трехэлектронные переходы не дают значительного вклада во времена жизни.

Рассчитанные времена жизни τ термов ионов (C II, N III) в табл. 7 сравниваются с имеющимися экспериментальными данными [29—31], полученными в экспериментах пучок—фольга.

ВРЕМЕНА ЖИЗНИ ТЕРМОВ ИОНОВ
C II N III

Терм	τ (нс)		
	C II	N III	
	теор	теор	эксп
$2s^2 3s^2 2S$	0.80	0.26	0.44 [29]
$2s^2 4s^2 2S$	1.80	0.53	
$2s^2 5s^2 2S$	6.1	1.8	
$2s^2 6s^2 2S$	11.4	3.3	
$2s^2 3d^2 2D$	0.33	0.084	0.081 [30]
$2s^2 4d^2 2D$	0.85	0.29	
$2s^2 5d^2 2D$	1.3	0.41	
$2s^2 6d^2 2D$	3.1	0.72	
$2s^2 3p^2 P^o$	6.6	1.6	2.1 [31]
$2s^2 4f^2 F^o$	4.1	0.61	

Как видно из таблицы, согласие довольно хорошее, что указывает на возможность использования полученных вероятностей переходов в астрофизических расчетах интенсивностей линий соответствующих ионов.

Ленинградский государственный университет
Институт физики АН Лит.ССР

THE LINES OF CARBON, NITROGEN AND OXYGEN IN THE SPECTRA OF PLANETARY NEBULAE. I. THE TRANSITION PROBABILITIES AND OSCILLATOR FORCES

P. O. BOGDANOVICH, R. A. LUKOSHYAMICHUS, A. A. NIKITIN,
Z. B. RUDZIKAS, A. F. KHOLTYGIN

The energy levels, wave lengths and transition probabilities for some astrophysical important lines of C, N and O ions are calculated.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. B. Kaler, Ap. J. Suppl. ser., 31, 517, 1976.
2. L. H. Aller, S. J. Czyzak, Astrophys. Space Sci., 62, 397, 1979.
3. L. H. Aller, S. J. Czyzak, Ap. J. Suppl. ser., 51, 211, 1983.
4. J. P. Harrington, M. J. Seaton, S. Adams, J. H. Lutz, M. N. RAS, 199, 517, 1982.
5. H. B. French, Ap. J., 273, 214, 1983.
6. M. Brocklehurst, M. N. RAS, 153, 471, 1971.
7. P. J. Storey, M. N. RAS, 195, 27, 1981.
8. H. Nussbaumer, P. S. Storey, Astron. Astrophys., 126, 75, 1983.
9. А. А. Никитин, А. Ф. Холтыгин, Т. Х. Феклистова, Публ. Тартуской обс., 45, 45, 1977.
10. А. А. Никитин, А. Ф. Холтыгин, Вестн. ЛГУ, № 13, 111, 1981.
11. А. А. Никитин, Т. Х. Феклистова, А. Ф. Холтыгин, Тезисы Всесоюзной конференции по теории атомов и атомных спектров, Минск, 1983, стр. 35.
12. А. А. Никитин, Т. Х. Феклистова, А. Ф. Холтыгин, Публ. Тартуской обс., 52, 1985 (в печати).
13. А. А. Никитин, А. А. Сапар, Т. Х. Феклистова, А. Ф. Холтыгин, Публ. Тартуской обс., 45, 257, 1977.
14. П. О. Богданович, Сборник программ по математическому обеспечению атомных расчетов, вып. 2, Вильнюс, 1978.
15. П. О. Богданович, М. И. Богдановичене, И. И. Грудвинскас, Э. Б. Рудзикас, В. И. Тутлис, С. Д. Шаджюене, в сб. «Спектроскопия многозарядных ионов», М., 1982, стр. 30.
16. А. А. Никитин, Э. Б. Рудзикас, Основы теории спектров атомов и ионов, Наука, М., 1983.
17. А. Р. Стричанов, Г. А. Одинцова, Таблицы спектральных линий атомов и ионов, Энергоиздат, М., 1982.
18. А. П. Юцис, ЖЭТФ, 23, 129, 1952.
19. П. О. Богданович, Г. А. Жукаускас, Лит. физ.-сб., 23, 18, 1983.
20. П. О. Богданович, Г. А. Жукаускас, С. Д. Шаджюене, Лят. физ. сб., 1984, 24 (в печати).
21. D. S. Victorov, U. I. Safronova, J. Quant. Spectr. Rad. Transfer., 17, 605, 1977.
22. J. Linderberg, Phys. Letters, 29A, 467, 1969.
23. C. Laughlin, A. Dalgarno, Phys. Letters, 35A, 61, 1971.
24. H. Nussbaumer, P. J. Storey, Astron. Astrophys., 64, 139, 1978.
25. H. P. Mählethaler, H. Nussbaumer, Astron. Astrophys., 48, 109, 1976.
26. C. E. Moore, Atomic Energy Levels, 1, 1949.
27. H. Nussbaumer, P. J. Storey, Astron. Astrophys., 96, 91, 1981.
28. H. Nussbaumer, Ap. J., 170, 93, 1971.
29. J. P. Buchet, M. C. Poulizak, M. Carrs, J. Opt. Soc. Amer., 62, 623, 1972.
30. P. D. Dumont, Y. Baudinet-Robinet, A. E. Livingston, Phys. Scr., 13, 365, 1976.
31. M. R. Levis, T. Marshall, E. H. Carnevale, F. S. Zimmach, Phys. Rev., 164, 94-99, 1967.
32. А. Ф. Холтыгин, Вестн. ЛГУ, № 13, 128, 1977.