

А. НИКИТИН, Т. ФЕКЛИСТОВА

К ВОПРОСУ О ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ЭМИССИОННЫХ СПЕКТРОВ ЗВЕЗД WR

II. РАСЧЕТ ВЕРОЯТНОСТЕЙ ЗАПРЕЩЕННЫХ ПЕРЕХОДОВ

$2p^2\ ^1SD - 2s2p\ ^3P$ В СПЕКТРАХ ИОНОВ BeI, VII, CIII, NIV, ..., PXII

Успехи астроспектроскопии позволяют в настоящее время провести более детальный анализ эмиссионных спектров ряда многоэлектронных атомов у звезд WR, OI, планетарных туманностей и звезд других типов с разреженной оболочкой.

Недавние исследования [1-3] показали, что при теоретическом анализе интенсивных линий CIII, NIV, ... у звезд типа WRC, WRN, WRCN, OI и других необходим учет межконфигурационных эффектов. Например, при теоретической оценке интенсивностей линий с длинами волн 8500,3 и 6380,8 Å ($2s3s\ ^1S - 2s3p\ ^1P$), 5696 и 4057,8 Å ($2s3p\ ^1P - 2s3d\ ^1D$) у CIII и NIV существенен учет таких межконфигурационных переходов, как $2p^2\ ^1SD - 2s3p\ ^1P$, $2s3d\ ^1D - 2p3s\ ^1P$, $2p3s\ ^1P - 2s4d\ ^1D$, $2s4d\ ^1D - 2p3d\ ^1F$ (примеры даны для синглетных серий; аналогичные переходы, связанные с термами $2p^2\ ^3P$, $2s3d\ ^3D$, ... имеют место и для триплетов). Вклад межконфигурационных переходов будет особенно заметен при условии, что излучающая оболочка оптически достаточно плотна в частотах линий субординатных серий CIII, NIV, ..., заканчивающихся на термах $2p^2\ ^1SD\ ^3P$, $2s2p\ ^1^3P$. При этом условии возрастет роль каскадных переходов на уровни, переходы с которых дают интенсивные линии с длинами волн 5696, 8500,3 Å и некоторые другие линии, наблюдаемые в спектрах звезд WR. С другой стороны, для оболочек, оптически достаточно тонких в частотах межконфигурационных линий, интенсивности головных линий с длинами волн 8500,3 и 6380,8 Å могут быть ослаблены по сравнению с 5696 и 4057,8 Å.

Лабораторные исследования показывают, что в спектрах NIV, OV, ... наблюдаются запрещенные линии $2p^2\ ^1S_0 - 2s2p\ ^3P_1$ и $2p^2\ ^1D_2 - 2s2p\ ^3P_{1,2}$ [4,5]. Как известно, интенсивности запрещенных линий дают возможность оценить населенности верхних состояний, переходы с которых и дают запрещенные линии, т. е. в принципе эти линии позволяют оценить оптические толщины излучающих оболочек в частотах линий, оканчивающихся на состояниях $2p^2\ ^1SD$. Члены, связанные с этими переходами, должны входить в уравнения стационарности для нижних возбужденных состояний CIII, NIV, OV, ...

В настоящей статье, являющейся продолжением работы [6], определяются вероятности запрещенных линий $2p^2\ ^1S_0 - 2s2p\ ^3P_1$ и $2p^2\ ^1D_2 - 2s2p\ ^3P_{1,2}$ в спектрах изоэлектронной последовательности CIII, NIV, OV, ..., PXII.

Рассматриваемые интеркомбинационные линии, связанные с нарушением правила отбора по спину, возникают при переходах между термами возбужденных конфигураций $2p^2$ и $2s2p$. Нарушение правила отбора по спину связано с отклонением от нормальной LS -связи и обусловлено спин-орбитальным взаимодействием.

В спектре скользящей искры [4] наблюдалась интеркомбинационная линия $2p^2\ ^1D_2 - 2s2p\ ^3P_2$ NIV с длиной волны 823,273 Å и интенсивностью, равной 2. Разрешенные линии NIV с длинами волн 765,1 ($2s^2\ ^1S - 2s2p\ ^1P^0$) и 923 Å ($2s2p\ ^3P^0 - 2p^2\ ^3P$) имеют интенсивность 15 и 14 [7]. Интеркомбинационный дублет $2p^2\ ^1D_2 - 2s2p\ ^3P_{1,2}$ OV с длинами волн 668,24 и 669,62 Å также наблюдался в спектре скользящей искры [5].

Вероятность запрещенного перехода $2p^2\ ^1SD - 2s2p\ ^3P$ приближенно можно определить при учете спин-орбитального взаимодействия. Улучшенная волновая функция верхнего состояния $2p^2\ ^1SD$ содержит примесь состояния $2p^2\ ^3P$ с тем же моментом J , его проекцией M и четностью, так что

$$\psi(2p^2\ ^1S_0) = \psi(2p^2\ ^1S_0)_{LS} + \alpha_1 \psi(2p^2\ ^3P_0)_{LS}; \quad (1)$$

$$\psi(2p^2\ ^1D_2) = \psi(2p^2\ ^1D_2)_{LS} + \alpha_2 \psi(2p^2\ ^3P_2)_{LS}. \quad (2)$$

Наибольшее влияние на уровень 3P_1 нижней конфигурации $2s2p$ может оказывать только уровень 1P_1 , так как в этой конфигурации нет больше уровней с $J = 1$. Следовательно, уточненная волновая функция нижнего состояния $2s2p\ ^3P_1$ может быть представлена в виде

$$\psi(2s2p\ ^3P_1) = \psi(2s2p\ ^3P_1)_{LS} + \beta \psi(2s2p\ ^1P_1)_{LS}. \quad (3)$$

Недиагональные матричные элементы α и β даются соотношениями

$$\alpha_1 = \frac{-\sqrt{2} \xi_p}{E(^1S_0) - E(^3P_0)}; \quad \alpha_2 = \frac{\sqrt{2}/2 \xi_p}{E(^1D_2) - E(^3P_2)};$$

$$\beta = \frac{\sqrt{2}/2 \xi_p}{E(^3P_1) - E(^1P_1)}, \quad (4)$$

где численные коэффициенты $-\sqrt{2}$ в α_1 и $\sqrt{2}/2$ в α_2 и β — определяются как недиагональные элементы матрицы спин-орбитального взаимодействия [8] в нулевом приближении, а знаменатель представляет собой разность энергий уровней $2p^2\ ^1S_0, ^1D_2 - 2p^2\ ^3P_{0,2}$ и $2s2p\ ^3P_1 - 2s2p\ ^1P_1$.

Используя выражение для расщепления терма 3P от $J = 0$ до $J = 2$, из матрицы спин-орбитального взаимодействия найдем для ξ_p соотношение

$$\Delta_1 + \Delta_2 = 3/2 \xi_p. \quad (5)$$

Для нахождения недиагональных матричных элементов α величины ξ_p определялись из наблюдаемого расщепления терма 3P конфигурации $2p^2$ [9-11]. Из расщепления терма 3P конфигурации $2s2p$ [9-11] были найдены величины ξ_p , которые использовались для определения недиагональных матричных элементов β . В случае иона РХII из-за отсутствия данных о расщеплении терма 3P конфигурации $2p^2$ для нахождения недиагонального матричного элемента α значение ξ_p было взято из расщепления терма $2s2p\ ^3P$. В табл. 1 приведены полученные значения величин ξ_p (в $см^{-1}$).

Для высокоионизованных атомов типа корональных ионов вследствие сильного спин-орбитального взаимодействия может иметь место значительное нарушение LS -связи и переход к промежуточной связи.

Волновые функции в последнем случае находятся путем диагонализации матрицы полной энергии. Использованное выше приближение теории возмущений справедливо до тех пор, пока расщепление между уровнями значительно меньше среднего расстояния между термами. Поэтому вычисления в последовательности BeI, VII, CIII, NIV, ... проведем до иона PXII, у которого расщепление между уровнями приблизительно в двадцать раз меньше среднего расстояния между термами.

Разность энергий термов 1S , 1D и 3P , а также $^3P - ^1P$ определена с использованием работ [9-11].

Таблица 1

Элемент	$\xi_p(\alpha)$	$\xi_p(\beta)$
BeI	2,29	2,02
VII	14,93	15,20
CIII	50,87	53,37
NIV	131,67	138,07
OV	283,00	295,20
FVI	536,00	557,33
NeVII	929,33	966,00
NaVIII	1488,00	1556,00
MgIX	2304,00	2422,67
AlX	3440,00	3566,67
SiXI	4966,67	5113,33
PXII	6533,33	6533,33

Для элементов NeVII и PXII величины термов 1S_0 , 1D_2 неизвестны, и их значения определялись с помощью полужемпирической формулы [12]

$$^1S, ^1D = Aq^2 + Bq + C, \quad (6)$$

где q — степень ионизации элемента ($q = 0$ для BeI, $q = 1$ для VII и т. д.), а параметры A , B , C неизвестны и подбираются так, чтобы вычисленные и наблюдаемые значения термов [9-11] совпадали как можно лучше. Результаты расчета терма 1S (в $см^{-1}$) с помощью формулы (6) при значениях параметров $A = 100,8$; $B = 51\,928,9$; $C = 78\,258,8$ приведены в табл. 2. Там же приведены термы 1D (в $см^{-1}$), вычисленные при $A = 114$; $B = 42\,109$; $C = 61\,197$.

Таблица 2

Элемент	q	$^1S_{\text{выч}}$	$^1S_{\text{набл}}$	$^1D_{\text{выч}}$	$^1D_{\text{набл}}$
BeI	0	78259	71499	61197	56432
VII	1	130288	127662	103420	102362
CIII	2	182520	182520	145871	145876
NIV	3	234953	235369	188550	188882
OV	4	287588	287910	231457	231721
FVI	5	340424	340424	274592	274597
NeVII	6	393462	—	317955	—
NaVIII	7	446701	446099	361546	361046
MgIX	8	500143	499444	405365	404744
AlX	9	553785	553270	449412	448840
SiXI	10	607630	607630	493687	493400
PXII	11	661676	—	538190	538190

Согласие наблюдаемых и вычисленных значений термов 1S и 1D следует считать хорошим.

Недиагональные матричные элементы α_1 , α_2 и β найдем по формулам (4), используя наблюдаемые или вычисленные (табл. 2) значения энергии термов, а также значения величин ξ_p (табл. 1). Результаты расчета даны в табл. 3.

Сила дипольной линии определяется субматричным элементом, рассчитанным с помощью уточненных функций (1) — (3):

$$\begin{aligned} & \langle \psi(2p^2\ ^1S_0) \| D \| \psi(2s2p\ ^3P_1) \rangle = \\ & = \langle (\psi(2p^2\ ^1S_0) + \alpha_1 \psi(2p^2\ ^3P_0)) \| D \| (\psi(2s2p\ ^3P_1) + \\ & + \beta \psi(2s2p\ ^1P_1)) \rangle = \alpha_1 \langle \psi(2p^2\ ^3P_0) \| D \| \psi(2s2p\ ^3P_1) \rangle + \\ & + \beta \langle \psi(2p^2\ ^1S_0) \| D \| \psi(2s2p\ ^1P_1) \rangle, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} & \langle \psi(2p^2\ ^1D_2) \| D \| \psi(2s2p\ ^3P_1) \rangle = \\ & = \langle (\psi(2p^2\ ^1D_2) + \alpha_2 \psi(2p^2\ ^3P_2)) \| D \| (\psi(2s2p\ ^3P_1) + \\ & + \beta \psi(2s2p\ ^1P_1)) \rangle = \alpha_2 \langle \psi(2p^2\ ^3P_2) \| D \| \psi(2s2p\ ^3P_1) \rangle + \\ & + \beta \langle \psi(2p^2\ ^1D_2) \| D \| \psi(2s2p\ ^1P_1) \rangle, \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} & \langle \psi(2p^2\ ^1D_2) \| D \| \psi(2s2p\ ^3P_2) \rangle = \langle (\psi(2p^2\ ^1D_2) + \\ & + \alpha_2 \psi(2p^2\ ^3P_2)) \| D \| \psi(2s2p\ ^3P_2) \rangle = \\ & = \alpha_2 \langle \psi(2p^2\ ^3P_2) \| D \| \psi(2s2p\ ^3P_2) \rangle. \end{aligned} \quad (9)$$

Субматричные элементы (7) — (9) вычисляются с волновыми функциями LS-связи, и для них справедливы правила отбора по *L* и *S*, поэтому в суммах (7) — (9) исчезают те субматричные элементы, которые соединяют состояния с разной мультиплетностью. Сила линии для рассматриваемых переходов, а следовательно, и вероятность определяются квадратом субматричного элемента дипольного момента

Таблица 3

Элемент	$-\alpha_1$	α_2	$-\beta$
BeI	$2,739 \cdot 10^{-4}$	$4,951 \cdot 10^{-4}$	$6,939 \cdot 10^{-5}$
BII	$7,345 \cdot 10^{-4}$	$3,079 \cdot 10^{-3}$	$2,981 \cdot 10^{-4}$
СIII	$1,595 \cdot 10^{-3}$	$4,296 \cdot 10^{-3}$	$7,553 \cdot 10^{-4}$
NIV	$3,112 \cdot 10^{-3}$	$7,080 \cdot 10^{-3}$	$1,539 \cdot 10^{-3}$
OV	$5,375 \cdot 10^{-3}$	$1,122 \cdot 10^{-2}$	$2,721 \cdot 10^{-3}$
FVI	$8,509 \cdot 10^{-3}$	$1,688 \cdot 10^{-2}$	$4,380 \cdot 10^{-3}$
NeVII	$1,262 \cdot 10^{-2}$	$2,413 \cdot 10^{-2}$	$6,616 \cdot 10^{-3}$
NaVIII	$1,777 \cdot 10^{-2}$	$3,378 \cdot 10^{-2}$	$9,449 \cdot 10^{-3}$
MgIX	$2,445 \cdot 10^{-2}$	$4,642 \cdot 10^{-2}$	$1,320 \cdot 10^{-2}$
AlX	$3,266 \cdot 10^{-2}$	$6,177 \cdot 10^{-2}$	$1,753 \cdot 10^{-2}$
SiXI	$4,267 \cdot 10^{-2}$	$8,181 \cdot 10^{-2}$	$2,291 \cdot 10^{-2}$
PXII	$5,119 \cdot 10^{-2}$	$9,788 \cdot 10^{-2}$	$2,679 \cdot 10^{-2}$

$$\begin{aligned} S_d(2p^2\ ^1S_0, 2s2p\ ^3P_1) & = \alpha_1^2 \langle ^3P_0 \| D \| ^3P_1 \rangle^2 + \\ & + 2\alpha_1\beta \langle ^3P_0 \| D \| ^3P_1 \rangle \langle ^1S_0 \| D \| ^1P_1 \rangle + \beta^2 \langle ^1S_0 \| D \| ^1P_1 \rangle^2, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} S_d(2p^2\ ^1D_2, 2s2p\ ^3P_1) & = \alpha_2^2 \langle ^3P_2 \| D \| ^3P_1 \rangle^2 + \\ & + 2\alpha_2\beta \langle ^3P_2 \| D \| ^3P_1 \rangle \langle ^1D_2 \| D \| ^1P_1 \rangle + \beta^2 \langle ^1D_2 \| D \| ^1P_1 \rangle^2, \end{aligned} \quad (11)$$

$$S_d(2p^2\ ^1D_2, 2s2p\ ^3P_2) = \alpha_2^2 \langle ^3P_2 \| D \| ^3P_2 \rangle^2. \quad (12)$$

Вероятность разрешенного перехода определяется известной формулой

$$A(2p^2LSJ - 2s2pL'SJ') = \frac{2,68 \cdot 10^9}{2J+1} i^3 S_{12}, \quad (13)$$

где $2J+1$ — статистический вес верхнего терма; i — волновое число в ридбергах и S_{12} — сила линии электрического дипольного перехода, которая определяется в виде

$$S_{12} = S(M) \cdot s / \Sigma s. \quad (14)$$

Сила мультиплетта $S(M)$ для рассматриваемого перехода

$$\begin{aligned} S(M) & = S(n_0 l_0\ ^l S, n_0 l_0\ n' l' L' S) = 2(2S+1)(2L+1) \times \\ & \times (2L'+1) \cdot \left\{ \begin{matrix} l_0 & L & l_0 \\ L' & l' & 1 \end{matrix} \right\}^2 \cdot |(n_0 l_0 \| T^{(1)} \| n' l')|^2 \quad (n_0 l_0 \neq n' l'), \end{aligned} \quad (15)$$

где одноэлектронный субматричный элемент

$$(n_0 l_0 \| T^{(A)} \| n' l') = - (l_0 \| C^{(A)} \| l') \cdot s_d(n_0 l_0, n' l') \quad (16)$$

и

$$s_d(nl, n'l') = e \int_0^{\infty} r P(nl | r) P(n'l' | r) dr. \quad (17)$$

Относительная сила линии в дипольном мультиплете

$$s/\Sigma s(SLJ, SL'J') = \frac{(2J+1)(2J'+1)}{(2S+1)} \left\{ \begin{matrix} L & J & S \\ J' & L' & 1 \end{matrix} \right\}^2. \quad (18)$$

При расчете вероятностей запрещенных переходов $2p^2 {}^1S_0 - 2s2p {}^3P_1$, $2p^2 {}^1D_2 - 2s2p {}^3P_{1,2}$ для ионов BeI, BII и CIII значения силы мультиплетов $S(M)$ были взяты из работы [13], где они определены с помощью расширенного метода расчета.

Все величины, необходимые при расчете вероятностей рассматриваемых запрещенных переходов для ионов BeI, BII, CIII, и полученные значения вероятностей приведены в табл. 4.

Таблица 4

Переход и элемент	$\lambda_{\text{лаб}}, \text{ \AA}$	$[i]$	$S(M)$	$s/\Sigma s$	$A, \text{ сек}^{-1}$
$2p^2 {}^1S_0 - 2s2p {}^3P_1$ BeI	2019,43	0,45	42; 5,4	1/9; 1	$1,39 \cdot 10^2$
$2p^2 {}^1D_2 - 2s2p {}^3P_1$ BeI	2902,55	0,31	42; 27	5/4 · 9; 1	$1,16 \cdot 10$
${}^1D_2 - {}^3P_2$ BeI	2902,75			5/3 · 4	$7,11 \cdot 10$
$2p^2 {}^1S_0 - 2s2p {}^3P_1$ BII	1107,07	0,82	16,9; 2,2	1/9; 1	$3,14 \cdot 10^3$
$2p^2 {}^1D_2 - 2s2p {}^3P_1$ BII	1537,94	0,59	16,9; 11	5/4 · 9; 1	$1,55 \cdot 10^3$
${}^1D_2 - {}^3P_2$ BII	1538,33			5/3 · 4	$7,44 \cdot 10^3$
$2p^2 {}^1S_0 - 2s2p {}^3P_1$ CIII	768,47	1,18	10,4; 1,2	1/9; 1	$2,89 \cdot 10^4$
$2p^2 {}^1D_2 - 2s2p {}^3P_1$ CIII	1069,69	0,85	10,4; 6	5/4 · 9 1	$3,64 \cdot 10^3$
${}^1D_2 - {}^3P_2$ CIII	1070,33			5/3 · 4	$2,64 \cdot 10^4$

Следует отметить, что в табл. 4 сила мультиплета и относительная сила линии в мультиплете имеют по два значения: первое для перехода ${}^3P - {}^3P$, второе для ${}^1S - {}^1P$ или ${}^1D - {}^1P$ соответственно типу рассматриваемого запрещенного перехода.

При расчете вероятностей запрещенных переходов $2p^2 {}^1SD - 2s2p {}^3P$ для ионов NIV и OV были использованы результаты расчетов разрешенных переходов ${}^3P - {}^3P$, ${}^1S - {}^1P$, ${}^1D - {}^1P$, приведенные в работе [14]. В указанной работе в качестве одноэлектронного параметра для дипольного перехода используется величина

$$\sigma^2 = \frac{Q^2}{4l_*^2 - 1}, \quad (19)$$

где

$$Q = \int_0^{\infty} r P(nl | r) P(n'l' | r) dr, \quad (20)$$

и l_* — больший из моментов l и l' .

В табл. 5 приведены все необходимые величины и результаты расчета вероятностей рассматриваемых интеркомбинационных линий для ионов NIV, OV. Здесь величина $S'(M)$ — угловая часть силы мульт-

Таблица 5

Переход и элемент	$\lambda_{\text{лаб}}, \text{Å}$	$[i]$	σ^2	$S'(M)$	$A, \text{сек}^{-1}$
$^1S_0 - ^3P_1$ NIV	594,89	1,53	0,36995; 0,29545	18; 2	$1,58 \cdot 10^5$
$^1D_2 - ^3P_1$ NIV	822,30	1,11	0,36995; 0,38728	18; 10	$1,04 \cdot 10^4$
$^1D_2 - ^3P_2$ NIV	823,27				$1,01 \cdot 10^5$
$^1S_0 - ^3P_1$ OV	485,83	1,87	0,25593; 0,27063	18; 2	$6,05 \cdot 10^5$
$^1D_2 - ^3P_1$ OV	668,24	1,36	0,25593; 0,26566	18; 10	$2,80 \cdot 10^4$
$^1D_2 - ^3P_2$ OV	669,61				$3,26 \cdot 10^5$

Таблица 6

Элемент	q	$Q_{^3P-^3P}^2$	$Q_{^3P-^1P}^2$	$Q_{^1S-^1P}^2$	$Q_{^1S-^1P}^2$ [13, 14]	$Q_{^1D-^1P}^2$
BeI	0	0,472	0,778	0,900	0,900	0,900
BII	1	0,313	0,313	0,367	0,367	0,367
СIII	2	0,193	0,193	0,200	0,200	0,200
NIV	3	0,123	0,123	0,126	0,132	0,129
OV	4	0,084	0,085	0,087	0,090	0,088
FVI	5	0,060		0,063		
NeVII	6	0,045		0,048		
NaVIII	7	0,034		0,038		
MgIX	8	0,027		0,031		
AlX	9	0,022		0,025		
SiXI	10	0,018		0,021		
PXII	11	0,015		0,018		

триплета, первое из значений σ^2 и $S'(M)$ соответствует переходу $^3P - ^3P$, второе — $^1S - ^1P$ или $^1D - ^1P$.

Для нахождения вероятностей рассматриваемых запрещенных переходов в последовательности FVI—PXII необходимо знание квадрата радиального интеграла (19). Для элементов BeI—СIII эти величины можно найти из [13], а для NIV и OV — из [14].

Оценку q^2 для переходов $^3P - ^3P$, $^1S - ^1P$ и $^1D - ^1P$ проведем на основе выполненных в [13, 14] расчетов с помощью следующей полуэмпирической формулы [12]:

$$q^2 = \frac{Q_0^2}{Aq^2 + Bq + 1} \quad (21)$$

Для перехода $^3P - ^3P$ найдены значения $Q_0^2 = 0,47212$; $A = 0,21714$; $B = 0,29143$; для переходов $^1S - ^1P$ и $^1D - ^1P$: $Q_0^2 = 0,9$; $A = 0,29545$; $B = 1,15909$.

Результаты расчетов квадратов радиальных интегралов приведены в табл. 6.

Как видно из табл. 6, полуэмпирическая формула (21) достаточно хорошо представляет значения q^2 , вычисленные по точным формулам (исключение составляет переход $^3P - ^3P$ для BeI). Поэтому воспользуемся этой формулой при оценке q^2 для элементов FVI—PXII исследуемой изоэлектронной последовательности.

Вероятности запрещенных линий $2p^2 1S_0 - 2s2p 3P_1$, $2p^2 1D_2 - 2s2p 3P_{1,2}$ для элементов FVI—PXII вычислены с учетом значений α , β (табл. 3) и q^2 (табл. 6). Результаты расчетов приведены в табл. 7.

Таблица 7

Переход и элемент	λ , л. а. б., Å	[i]	A , сек ⁻¹
¹ S ₀ — ³ P ₁ FVI	410,57	2,22	1,78 · 10 ⁶
¹ D ₂ — ³ P ₁ FVI	562,63	1,62	6,32 · 10 ⁴
¹ D ₂ — ³ P ₂ FVI	564,46	1,61	8,66 · 10 ⁵
¹ S ₀ — ³ P ₁ NeVII	354,92	2,57	4,63 · 10 ⁶
¹ D ₂ — ³ P ₁ NeVII	484,85	1,88	1,28 · 10 ⁵
¹ D ₂ — ³ P ₂ NeVII	487,20	1,87	2,05 · 10 ⁵
¹ S ₀ — ³ P ₁ NaVIII	313,17	2,91	1,05 · 10 ⁷
¹ D ₂ — ³ P ₁ NaVIII	426,87	2,13	2,61 · 10 ⁵
¹ D ₂ — ³ P ₂ NaVIII	429,81	2,12	4,53 · 10 ⁶
¹ S ₀ — ³ P ₁ MgIX	279,72	3,26	2,25 · 10 ⁷
¹ D ₂ — ³ P ₁ MgIX	380,52	2,39	5,13 · 10 ⁵
¹ D ₂ — ³ P ₂ MgIX	384,14	2,37	9,51 · 10 ⁵
¹ S ₀ — ³ P ₁ AlX	252,06	3,61	4,47 · 10 ⁷
¹ D ₂ — ³ P ₁ AlX	342,11	2,66	9,96 · 10 ⁵
¹ D ₂ — ³ P ₂ AlX	346,45	2,63	1,86 · 10 ⁷
¹ S ₀ — ³ P ₁ SiXI	229,32	3,97	8,43 · 10 ⁷
¹ D ₂ — ³ P ₁ SiXI	310,71	2,93	1,97 · 10 ⁶
¹ D ₂ — ³ P ₂ SiXI	315,86	2,88	3,57 · 10 ⁷
¹ S ₀ — ³ P ₁ PXII	210,40	4,33	1,30 · 10 ⁸
¹ D ₂ — ³ P ₁ PXII	284,25	3,20	3,25 · 10 ⁶
¹ D ₂ — ³ P ₂ PXII	289,69	3,14	5,57 · 10 ⁷

Таблица 8

Переход и элемент	σ^2 (по табл. Бейтса и Дамгард)	A , сек ⁻¹	
¹ S ₀ — ³ P ₁ FVI	0,21769;	0,26581	2,27 · 10 ⁶
¹ D ₂ — ³ P ₁ FVI	0,21769;	0,24619	7,09 · 10 ⁴
¹ D ₂ — ³ P ₂ FVI	0,21769		1,05 · 10 ⁶
¹ S ₀ — ³ P ₁ NeVII	0,16294;	0,19350	5,81 · 10 ⁶
¹ D ₂ — ³ P ₁ NeVII	0,16294;	0,17548	1,57 · 10 ⁵
¹ D ₂ — ³ P ₂ NeVII	0,16294		2,49 · 10 ⁶
¹ S ₀ — ³ P ₁ NaVIII	0,12690;	0,14710	1,31 · 10 ⁷
¹ D ₂ — ³ P ₁ NaVIII	0,12690;	0,13618	4,21 · 10 ⁵
¹ D ₂ — ³ P ₂ NaVIII	0,12690		5,55 · 10 ⁶
¹ S ₀ — ³ P ₁ MgIX	0,10109;	0,11579	2,79 · 10 ⁷
¹ D ₂ — ³ P ₁ MgIX	0,10109;	0,10673	6,92 · 10 ⁵
¹ D ₂ — ³ P ₂ MgIX	0,10109		1,17 · 10 ⁷
¹ S ₀ — ³ P ₁ AlX	0,08244;	0,09309	5,49 · 10 ⁷
¹ D ₂ — ³ P ₁ AlX	0,08287;	0,08663	1,40 · 10 ⁶
¹ D ₂ — ³ P ₂ AlX	0,08287		2,31 · 10 ⁷
¹ S ₀ — ³ P ₁ SiXI	0,06841;	0,07675	1,03 · 10 ⁸
¹ D ₂ — ³ P ₁ SiXI	0,06874;	0,07174	2,85 · 10 ⁶
¹ D ₂ — ³ P ₂ SiXI	0,06874		4,44 · 10 ⁷
¹ S ₀ — ³ P ₁ PXII	0,05776;	0,06416	1,59 · 10 ⁸
¹ D ₂ — ³ P ₁ PXII	0,05804;	0,06028	4,80 · 10 ⁶
¹ D ₂ — ³ P ₂ PXII	0,05804		6,96 · 10 ⁷

Для сравнения вероятности рассматриваемых запрещенных переходов в последовательности FVI—PXII были найдены также с использованием таблиц Бейтса и Дамгард (см. [15], приложение) для определения квадратов радиальных интегралов (или величин σ^2). Результаты вычислений, приведенные в табл. 8, оказались несколько выше, чем полученные с помощью формулы (21).

Сравним интенсивности рассмотренных запрещенных линий $2p^2 \ ^1SD$ — $2s2p \ ^3P$ для ионов CIII и NIV с интенсивностями разрешенных линий $\zeta f^2 \ ^1SD$ — $2s2p \ ^1P$. Тогда имеем

$$\frac{I[\lambda]}{I(\lambda)} = \frac{[N][A]h[\nu]}{NAh\nu} \quad (22)$$

Населенность запрещенного уровня $[N]$ равна населенности разрешенного уровня N . Используя результаты расчетов разрешенных переходов $[^{13}, ^{14}]$, получим

$$\begin{aligned} \text{CIII: } \frac{I[768,47]}{I(1247,38)} &= 1,42 \cdot 10^{-5}; & \frac{I[1070,33]}{I(2296,87)} &= 6,13 \cdot 10^{-5}; \\ \text{NIV: } \frac{I[594,89]}{I(955,335)} &= 4,64 \cdot 10^{-5}; & \frac{I[823,27]}{I(1718,551)} &= 1,56 \cdot 10^{-4}. \end{aligned}$$

Как видно, при больших оптических толщинах в частотах разрешенных линий с уровнями $2p^2^1SD$ может происходить переизлучение в запрещенных линиях, причем последние будут достаточно интенсивны.

Следует отметить, что с уровней $2p^2^1S_0$, 1D_2 могут осуществляться магнитные дипольные и квадрупольные переходы на уровни 3P конфигурации $2p^2$ («небулярные» линии). Однако наличие достаточно сильных запрещенных переходов, рассмотренных выше, делает эти линии очень слабыми.

При переходе от Ве I к РХII роль спин-орбитального взаимодействия возрастает, поэтому следует учитывать взаимодействие конфигураций.

Стметим также, что линии, возникающие при переходе $2s2p^1P - 2p^2^3P$ (например, у СIII с $\lambda = 2844,117 \text{ \AA}$, у NIV с $\lambda = 2219,61 \div 2229,33 \text{ \AA}$), являются однотипными с изученными в настоящей работе и будут рассмотрены в дальнейшем.

При изучении возникновения линий в звездных атмосферах рассмотренные запрещенные переходы должны быть учтены в уравнениях стационарности для нижних возбужденных состояний у ионов изоэлектронной последовательности СIII, NIV, OV, ... Эта проблема явится предметом дальнейших исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. Никитин А. А., Феклистова Т. Х., Вестн. ЛГУ, № 13, 134 (1972).
2. Castor J. I., Nussbaumer H., Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 155, 293 (1972).
3. Nussbaumer H., Astroph. J., 170, 93 (1971).
4. Hallin R., Arkiv fys. (Stockholm), 32, Nr. 11, 201 (1966).
5. Bockasten K., Johansson K. B., Arkiv fys. (Stockholm), 38, Nr. 31, 563 (1969).
6. Никитин А. А., Феклистова Т. Х., Изв. АН ЭССР, Физ. Матем., 21, 31 (1972).
7. Moore C. E., Nat. Standard Refer. Data Ser. 3, Nat. Bur. Standards, Section 4, Washington, 1971.
8. Кондон Е., Шортли Г., Теория атомных спектров, М., 1949.
9. Moore C. E., Nat. Standard Refer. Data Ser. 3, Nat. Bur. Standards, Section 3, Washington, 1970.
10. Moore C. E., Atomic Energy Levels, National Bureau of Standards, Washington, 1949.
11. Bockasten K., Hallin R., Hughes T. P., Proc. Phys. Soc., 81, 522 (1963).
12. Никитин А. А., Астрон. ж., 40, 1025 (1963).
13. Юцис А. П., Визбирайте Я. И., Эрингис К. К., Тр. АН ЛитССР, Сер. В, 3 (26), 99 (1961).
14. Kelly P. S., Astroph. J., 140, 1247 (1964).
15. Левинсон И. Б., Никитин А. А., Руководство по теоретическому вычислению интенсивностей линий в атомных спектрах, Л., 1962.

Ленинградский государственный
университет им. А. А. Жданова
Институт физики и астрономии
Академии наук Эстонской ССР

Поступила в редакцию
30/XI 1972

A. NIKITIN, T. FEKLISTOVA

WR-TÄHTEDE EMISSIONSPEKTRITE TEOREETILISEST INTERPRETEERIMISEST

II. Keelatud üleminekute $2p^2\ ^1SD - 2s2p^3P$ tõenäosuste arvutamine ionide BeI, BII, CIII, NIV, ..., PXII spektrites

On leitud interkombinatsioonjoonte $2p^2\ ^1SD - 2s2p^3P$ tõenäosused isoelektronjada BeI, BII, CIII, NIV, ..., PXII spektrites.

Nende joonte tekke põhjuseks on spin-orbitaalne interaktsioon, kusjuures on tegemist LS-seose rikkumisega.

Arvesse on võetud vaadeldud üleminekute ülemise ja alumise nivoo konfiguratsioonide interaktsioon. Arvutuste tulemused on esitatud tabelites 4, 5 ja 7.

A. NIKITIN, T. FEKLISTOVA

ON THEORETICAL INTERPRETATION OF EMISSION SPECTRA OF WR STARS

II. Calculation of the probabilities of the forbidden transitions $2p^2\ ^1SD - 2s2p^3P$ in the spectra of the ions BeI, BII, CIII, NIV, ..., PXII

The probabilities of the intercombination lines $2p^2\ ^1SD - 2s2p^3P$ in the spectra of the isoelectronic sequence BeI, BII, CIII, NIV, ..., PXII are determined. These lines appear as a result of the spin-orbital interaction and violence of the LS-coupling. The interaction of configurations of the upper and lower levels is taken into account. The radial integrals for BeI—OV are taken from [13, 14], and for FVI—PXII are calculated by a semi-empirical method. The role of the spin-orbital interaction increases from BeI to PXII.