

## РАДИАЦИОННЫЕ ВРЕМЕНА ЖИЗНИ УРОВНЕЙ В Ne-ПОДОБНЫХ ИОНАХ

А.В. Гулов, Е.П. Иванова

*Методом РТВ МП проведен расчет вероятностей переходов между уровнями конфигураций  $2p^5 3l$  Ne-подобных ионов. На примере радиационных времен жизни возбужденных уровней в Ti XIII проводится критический анализ результатов различных методов расчета. Отмечено принципиальное различие результатов, полученных на нерелятивистском (LS-связь) и релятивистском (jj-связь) базисах для переходов  $0 \rightarrow 1$ .*

В настоящее время наблюдается значительный прогресс в исследовании возможности создания коротковолновых лазеров на переходах  $3p-3s$  Ne-подобных ионов ([Ne]) /1-3/. Предварительные теоретические оценки /4-5/ предсказывали значительное усиление ( $\sim 15 \text{ см}^{-1}$ ) на переходах  $2p^5 3p \ ^1S_0 - 2p^5 3s \ ^4P_1$  (переходы  $0 \rightarrow 1$ ) [Ne] в ионизационном режиме накачки рабочих уровней вследствие высоких вероятностей радиационной очистки нижних состояний  $2p^5 3s \ ^4P_1$  в основное состояние. Предсказания высоких значений коэффициентов усиления основывались на расчетах вероятностей радиационных переходов, которые в большинстве своем давали для переходов  $0 \rightarrow 1$  значения вероятностей, в несколько раз превышающие вероятности других переходов  $3p-3s$  /5-11/. Однако в экспериментальных исследованиях спектров [Ne], использующих метод пучок- фольга и лазерную плазму, указанные переходы в большинстве случаев не наблюдаются из-за наложения линий ионов других кратностей ионизации, либо имеют слабую интенсивность (в том числе и в /1-3/). В /1-3/ и целом ряде других работ отмечается значительное расхождение между предсказаниями теории и результатами экспериментов по исследованию усиления на переходах  $0 \rightarrow 1$ . Уровни энергий и длины волн переходов низколежащих конфигураций Ne-подобных ионов достаточно удовлетворительно предсказываются различными теоретическими моделями; этого нельзя сказать о вероятностях переходов  $3-3$ , первые расчеты которых в [Ne] были выполнены полуэмпирическими методами в нерелятивистском приближении /6/. Затем последовал ряд расчетов в приближении Хартри - Фока с учетом релятивистских эффектов в рамках оператора Брейта /7,9/; в приближении Брейта релятивистские эффекты были включены также и в полуэмпирические расчеты /8/ и в метод теории возмущений по  $1/z$  /10-11/. Работы /6-11/ в целом дают согласующиеся результаты с точки зрения определения наиболее вероятных переходов  $3p-3s$  и  $3d-3p$ . Недавно расчеты вероятностей переходов  $3-3$  некоторых Ne-подобных ионов были проведены многоконфигурационным методом Дирака - Фока (МКДФ) /12,13/, где получены результаты, несколько отличающиеся от других работ, и основное отличие связано с низкими вероятностями переходов  $0 \rightarrow 1$ .

В настоящей работе расчет характеристик ионов [Ne] выполнен методом релятивистской теории возмущений с модельным потенциалом нулевого приближения (РТВ МП) /16-18/. В рамках последовательной КЭДТВ энергетические уровни представляются комплексными величинами, мнимые части которых связываются с временами жизни уровней. В /17,19/ разработана методика выделения парциальных вкладов каналов в мнимые части энергии. Отметим, что результаты расчета вероятностей переходов в используемом нами методе практически не зависят от калибровки фотонного пропагатора /20/.

В табл.1 приведены рассчитанные нами времена жизни уровней конфигурации  $2p^5 3p$  в Ti XIII, результаты расчетов других авторов /6,7,9-12,14/ и результаты экспериментальных измерений /14,15/. Для удобства идентификации перехода в доминирующий канал указаны прецизионные экспериментальные значения длин волн из /21/. Разительное отличие можно заметить между расчетами на релятивистском (первая и вторая колонки) и на нерелятивистском (третья-восьмая колонки) базисах для переходов  $0 \rightarrow 1$ . В расчетах по методу МКДФ /12,13/ точное значение времени жизни уровня  $^1S_0$  не приводится, просто указывается, что время жизни этого состояния больше определенной величины.

Таблица 1

Времена жизни уровней конфигурации  $2p^5 3p$  в  $Tl$  XIII в наносекундах\*

Переход	$\lambda, \text{Å}$	РГВ МП (наст. раб.)	/12 /	/7 /	/6 /	/10 /	/11 /	/9 /	/14 / (теор.)	/14,15 / (экспер.)
$3p(3/2, 1/2)_1 - 3s(3/2, 1/2)_2$	551,6	282 0,49	440 0,86	358 0,89	357 0,91	658	482 0,87	412 0,88	354	430 ± 70
$3p(3/2, 1/2)_2 - 3s(3/2, 1/2)_2$	480,6	295 0,48	243 0,43	266 0,48	272 0,49	355	322 0,52	266 0,47	265	275 ± 25
$3p(3/2, 3/2)_3 - 3s(3/2, 1/2)_2$	474,5	260 1,0	207 1,0	242 1,0	236 1,0	290 1,0	290 1,0	237 1,0	234	240 ± 30
$3p(3/2, 3/2)_1 - 3s(3/2, 1/2)_1$	478,7	278 0,52	234 0,88	255 0,89	246 0,90	398	298 0,87	239 0,87	246	260 ± 25
$3p(3/2, 3/2)_2 - 3s(3/2, 1/2)_2$	437,1	254 0,49	220 0,54	204 0,55	202 0,57	181	252 0,56	198 0,60	227	218 ± 20
$3p(3/2, 3/2)_0 - 3s(3/2, 1/2)_1$	415,4	281 0,51	229 0,77	194 0,80	186 0,80	270	225 0,83	179 0,80	190	
$3p(1/2, 1/2)_1 - 3s(1/2, 1/2)_1$	506,2	300 0,59	243 0,51	280 0,49	274 0,51	314	321 0,48	266 0,49	290	275 ± 20
$3p(1/2, 3/2)_1 - 3s(1/2, 1/2)_0$	455,3	262 0,61	231 0,48	218 0,50	208 0,51	151	252 0,47	203 0,47	214	215 ± 25
$3p(1/2, 3/2)_2 - 3s(1/2, 1/2)_1$	472,0	254 0,91	216 0,96	223 0,91	225 0,95	329	278 0,94	224 0,94	206	215 ± 25
$3p(1/2, 1/2)_0 - 3s(3/2, 1/2)_1$ ( $^1S_0 - ^3P_1$ )	285,0	279 0,56	> 200	48 0,41	51 0,42	71	82 0,36	54 0,41	58	250 ± 50 (58 ± 3)

\* В первой колонке состояние справа указывает доминирующий (3 - 3) канал распада, число ниже времени жизни указывает коэффициент ветвления в доминирующий канал.

Экспериментально время жизни уровня  $2p^5 3p \ ^1S_0$  измерялось в [15] методом пучок-фольга по двум альтернативным переходам  $2p^5 3p \ ^1S_0 \rightarrow 2p^5 3s \ ^1P_1, \ ^3P_1$ . Результаты измерений отличаются в четыре раза. Авторы считают, что переход  $^1S_0 - ^3P_1$  в спектре Ti XIII перекрыт переходом из медленно распадающегося состояния и отмечают хорошее согласие с расчетом Фосетта [14].

Мы попытались проанализировать источники расхождения теоретических результатов для состояния  $^1S_0$ . Различие в калибровке оператора перехода, как выяснилось, не объясняет столь значительного расхождения. В принципе, возникают три численные различия: 1) в длинах волн; 2) в матричных элементах перехода; 3) в составе векторов состояний.

Главной оказалась третья причина. Методы, использующие процедуры самосогласования, основаны на оптимизации энергетической матрицы первого порядка. Принцип оптимизации связывается с требованием стационарности тех или иных энергетических характеристик при допустимых вариациях состояния. Хорошо известно, что эти принципы не обеспечивают автоматической оптимизации других характеристик. В работах Дэвидсона [22] это демонстрируется исследованием матрицы плотности различных порядков: этот анализ указывает на нестабильность состава векторов состояний по отношению к процедуре оптимизации. Вывод относится и к известным вариантам метода "подгонки", который фактически представляет собой процедуру оптимизации энергетической матрицы первого порядка с помощью экспериментальных данных для уровней энергии. Недостатки этих методов особенно существенны в случае сильного смешивания состояний.

В заключение отметим, что два различных экспериментальных значения времени жизни уровня  $2p^5 3p \ ^1S_0$  [15] можно интерпретировать иначе. В случае быстрого распада фактически измерялось время жизни сильного перекрывающего перехода, при этом довольно слабый по интенсивности переход  $^1S_0 - ^1P_1$  практически не давал вклада (для перехода  $^1S_0 - ^1P_1$  имеются перекрывающиеся быстрораспадающиеся переходы  $2p^5 3d - 2p^5 3p$  в самом Ne-подобном ионе). В случае медленного распада  $^1S_0 - ^3P_1$  было зарегистрировано истинное время жизни  $2p^5 3p \ ^1S_0$  состояния.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Matthews D.L. et al. Phys. Rev. Lett., **54**, 110 (1985).
2. Lee T.N., McLean E.A., Elton R.C. Phys. Rev. Lett., **59**, 1185 (1987).
3. MacGowan B.J. et al. J. Appl. Phys., **61**, 5243 (1987).
4. Виноградов А.В., Шляпцев В.И. Квантовая электроника, **7**, 1319 (1980); **10**, 516 (1983).
5. Feldman U., Bhatia A.K., Suckewer S.J. Appl. Phys., **54**, 2188 (1983).
6. Crance M. Atomic Data, **5**, 185 (1973).
7. Bhatia A.K., Feldman U., Seely J. At. Data Nucl. Data Tables, **32**, 435 (1985).
8. Логинов А.В. Оптика и спектроскопия, **61**, 11 (1986).
9. Biemont E., Hansen J.E. At. Data Nucl. Data Tables, **37**, 1 (1987).
10. Bureeva L.A., Safronova U.I. Phys. Scripta, **20**, 81 (1979).
11. Поклеба А.К., Сафронова У.И. Препринт Института спектроскопии АН СССР № 11, М., 1981.
12. Haar R.R. et al. Phys. Scripta, **35**, 296 (1987).
13. Curtis L.J., Haar R.R., Martinson I. Nucl. Instr. Meth. B, **31**, 280 (1988).
14. Träbert E. Z. Phys. D, **1**, 283 (1986).
15. Träbert E., Jupen C. Phys. Scripta, **36**, 586 (1987).
16. Ivanova E.P., Glushkov A.V. Journ. Quant. Spectr. and Rad. Transf., **36**, 127 (1986).
17. Дрикер М.Н., Иванов Л.Н. Оптика и спектроскопия, **49**, 209; 417 (1980).
18. Гогавва А.А., Иванова Е.П., Цирекидзе М.А. Оптика и спектроскопия, **59**, 980 (1989).
19. Иванов Л.Н. Докторская диссертация, ИСАН СССР, М., 1983.
20. Глушков А.В. Кандидатская диссертация, ИСАН СССР, М., 1985.
21. Buchet J.P. et al. J. Phys. B: At. Mol. Phys., **20**, 1709 (1987).
22. Davidson E.R. J. Chem. Phys., **74**, 3977 (1981).