

- [5] В. М. Ермаченко. В сб.: Квантовая электроника, 134, 1973.
 [6] Г. А. Михненко, Е. Д. Проценко. В сб.: Вопросы теории атомных столкновений. Атомиздат, 1970.

Поступило в Редакцию 23 марта 1978 г.

УДК 539.184.52 : 546.668

РАДИАЦИОННЫЕ ВРЕМЕНА ЖИЗНИ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ YbI и YbII

К. Б. Благогов, В. А. Комаровский и Н. П. Пенкин

Радиационные времена жизни возбужденных уровней YbI и YbII измерялись различными методами в работах [1-7]. Целью настоящей работы является уточнение существующих результатов измерений и получение новых данных по временам жизни возбужденных состояний YbI и YbII. Для этого нами многоканальным методом задержанных совпадений измерены времена жизни ряда уровней YbI и YbII.

Экспериментальная установка, которой мы пользовались, описана в статьях [8, 9]. Чтобы повысить точность измерений, в нее были внесены следующие изменения: усовершенствован источник излучения и повышена чувствительность измерительной части установки.

Ряд линий YbI, по которым измерялись времена жизни возбужденных состояний атома иттербия, возникают при переходах, оканчивающихся на его основном состоянии $4f^{14}6s^2S_0$. В этих случаях пленение излучения может исказить результаты измерений. Чтобы исключить влияние пленения излучения на результаты измерений, выбирались такие условия эксперимента, при которых оно заметной роли не играло. Для этого по самой сильной резонансной линии YbI 3988 \AA ($6s6p^1Pq - 6s^2S_0$) изучалась зависимость времени жизни уровня $6s6p^1Pq$ от температуры оторстка с иттербием. Измерения τ , проведенные в интервале температур от 430 до 550°C , показали, что пленение излучения начинает влиять на результаты измерений, если температура оторстка с металлом превышает 520°C . Поэтому во всех случаях измерения производились при температурах, меньших 520°C .

Таблица 1
Времена жизни возбужденных уровней YbI

$\lambda, \text{ \AA}$	Переход, cm^{-1}	Классификация	Настоящая работа, $\tau, \text{нс}$
5720.01	27678—45155		14 ± 1
5556.48	0—17992	$6s^2 \ ^1S_0 - 6s6p^3Pq$	850 ± 80
3987.98	0—25068	$6s^2 \ ^1S_0 - 6s6p^1Pq$	5.8 ± 0.8
3770.40	17288—43805		15 ± 1
3464.36	0—28857	$6s^2 \ ^1S_0 - 5d6s^2 [7/2, 7/2]$	15 ± 1
2674.98	0—37415	$6s^2 \ ^1S_0 - 6s7p^3Pq$	82 ± 6
2464.49	0—40564	$6s^2 \ ^1S_0 - 6s7p^1Pq$	9.8 ± 0.6
2271.82	0—44018	$6s^2 \ ^1S_0 - 6s8p^1Pq$	47 ± 4

Результаты наших измерений приведены в табл. 1. Сравнение наших данных с данными, полученными другими авторами методом пучка и пленки [6] и методом пересечения уровней [1, 3, 4, 7], а также с нашими ранними измерениями [2, 5], выполненными методом крюков и полного поглощения и методом задержанных совпадений, указывает на их хорошее согласие между собой.

Полученные нами времена жизни возбужденных уровней YbI позволили уточнить значения $f_{\text{абс.}}$ спектральных линий атома иттербия, относительные значения которых ($f_{\text{отн.}}$) измерялись нами ранее методом крюков [2]. Для этого с помощью τ пяти уровней YbI был вычислен коэффициент перевода $f_{\text{отн.}}$ к $f_{\text{абс.}}$. Он оказался равным $(133 \pm 7) \times 10^{-5}$.

Как видно из табл. 1, в нашей работе измерены τ возбужденных уровней, принадлежащих к трем первым членам серии $6snp^1Pq$. Известно [10, 11], что для одной и той же серии уровней в некоторых атомах хорошо выполняется зависимость $\tau = cn^* \alpha$, где c и α — константы, а n^* — эффективное главное квантовое число. Представляло интерес проверить, выполняется ли это соотношение для атома иттербия. На рис. 1 представлен график зависимости $\lg \tau$ от $\lg n^*$ для серии $6snp^1Pq$. Кружочками отмечены наши данные, а крестиками — результаты, которые были рассчитаны из $f_{\text{абс.}}$, измерен-

Таблица 2
Времена жизни возбужденных уровней Yb II

$\lambda, \text{Å}$	Переход, см^{-1}	Классификация	Настоящая работа, $\tau, \text{нс}$
4180.81	30392—54304	$6p^2P_{3/2}^0 - 7s^2S_{1/2}$	35 ± 3
3694.19	0—27062	$6s^2S_{1/2} - 6p^2P_{1/2}^0$	7.1 ± 0.4
3520.29	30562—58961	$5d6s (J = 11/2) - 5d6p (J = 11/2)$	15 ± 1
3289.37	0—30392	$6s^2S_{1/2} - 6p^2P_{3/2}^0$	5.5 ± 0.3
3107.90	30392—62559	$6p^2P_{3/2}^0 - 6d^2D_{3/2}$	4.9 ± 0.2
3031.11	0—32981	$4f^{14}6s^2S_{1/2} - 4f^{13}5d6s (J = 3/2)$	16 ± 1
2970.56	0—33653	$4f^{14}6s^2S_{1/2} - 4f^{13}5d6s (J = 1/2)$	42 ± 3
2891.38	0—34575	$4f^{14}6s^2S_{1/2} - 4f^{13}5d6s (J = 3/2)$	31 ± 3

ных в работе [12] методом полного поглощения. Видно, что результаты измерений хорошо ложатся на прямую, для которой коэффициент α оказывается равным 2.7.

В табл. 2 приведены результаты наших измерений времен жизни возбужденных состояний Yb II. Для трех уровней ($6p^2P_{1/2, 3/2}^0, 4f^{13}5d6s$) имеются данные по временам жизни, полученные методом пересечения уровней [7], методом пучка и пленки [6] и методом задержанных совпадений. [5]. Сравнение их с результатами наших измерений показывает, что они согласуются между собой, за исключением уровня $4f^{13}5d6s$ ($34\,575 \text{ см}^{-1}$), для которого наши данные и данные работы [6] отличаются примерно в 1.5 раза. Это

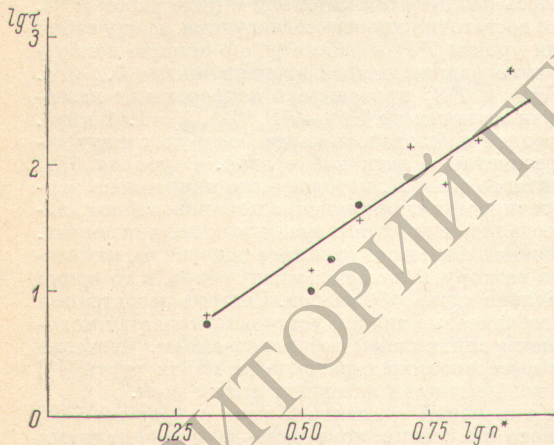


Рис. 1. Зависимость $\lg \tau$ от $\lg n^*$ для серии $6snp^1P^0$ атома иттербия.

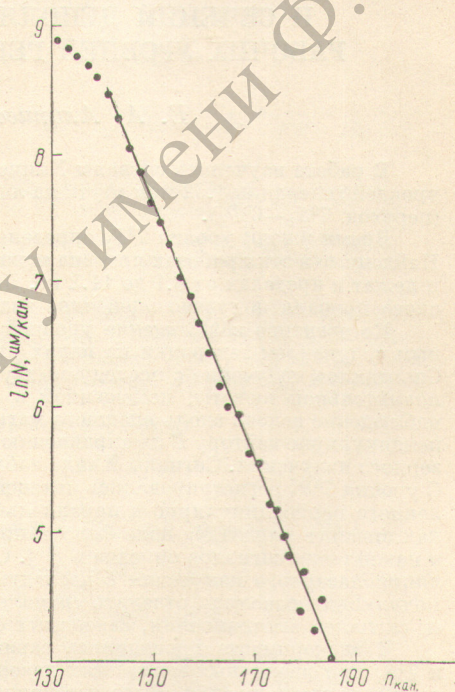


Рис. 2. Зависимость логарифма числа импульсов в канале от номера канала анализатора для уровня $4f^{13}5d6s$ ($34\,575 \text{ см}^{-1}$).

Ширина канала 3.22 нс.

расхождение мы склонны отнести за счет погрешностей, допущенных в работе [6], так как из приведенного на рис. 2 графика распада уровня $4f^{13}5d6s$ видно, что время жизни этого уровня измеряется с достаточно высокой степенью точности.

Литература

- [1] M. Baumann, G. Wandel. Phys. Lett., 22, 283, 1966.
- [2] В. А. Комаровский, Н. П. Пенкин. Опт. и спектр., 24, 882, 1969.
- [3] B. Budick, J. Snig. Phys. Rev., 1, 545, 1970.
- [4] W. Lange, J. Luther, A. Stendel. Second Conf. European Group Atomic Spectroscopy. Hannover, 1970.

- [5] М. Л. Бурштейн, Я. Ф. Веролайнен, В. А. Комаровский, А. Л. Ошеревич, Н. П. Пенкин. *Опт. и спектр.*, 37, 617, 1974.
 [6] T. Andersen, O. Poulsen, P. S. Ramapujam, Petrakiev Petkov. *Solar Phys.*, 44, 257, 1975.
 [7] F. H. K. Rambow, L. D. Scheafer. *Phys. Rev. A*, 14, 738, 1976.
 [8] К. Б. Благоев, В. А. Комаровский, Н. П. Пенкин. *Опт. и спектр.*, 44, 224, 1978.
 [9] К. Б. Благоев, М. Л. Бурштейн, Я. Ф. Веролайнен, В. А. Комаровский, А. Л. Ошеревич, Н. П. Пенкин. *Опт. и спектр.*, 44, 32, 1978.
 [10] А. Л. Ошеревич, Е. Н. Борисов, М. Л. Бурштейн, Я. Ф. Веролайнен. *Опт. и спектр.*, 39, 820, 1975.
 [11] Н. В. Афанасьева, П. Ф. Груздев. *Опт. и спектр.*, 38, 378, 1975.
 [12] М. Г. Козлов, С. А. Коточигова, В. Н. Николаев. *Опт. и спектр.*, 41, 10, 1976.

Поступило в Редакцию 23 марта 1978 г.

УДК 539.184.52+539.1861.546.49

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕН ЖИЗНИ И СЕЧЕНИЙ ДЕПОЛЯРИЗУЮЩИХ СОУДАРЕНИЙ РАБОЧИХ УРОВНЕЙ ГЕНЕРАЦИИ 1.52 МКМ В РТУТИ

Е. А. Алипиева и Е. Н. Котликов

В работе изучались сигналы Ханле [1] с верхнего ($7^3P_2^0$) и нижнего (7^3S_1) рабочих уровней генерации 1.52 мкм ртути на линиях 1.52 мкм (переход $7^3P_2^0-7^3S_1$) и 404.6 нм (переход $7^3S_1-6^3P_0$).

Время жизни уровня 7^3S_1 определялось различными методами в ряде работ [2-8]. Найденные в этих работах времена жизни достаточно хорошо согласуются между собой и лежат в пределах от 8.1 до 11.2 нс. Для уровня $7^3P_2^0$ в работе [9] по ширине лембовского провала получено оценочное значение радиационного времени жизни 0.2 мкс.

Когерентное возбуждение уровней $7^3P_2^0$ и 7^3S_1 проводилось непрерывным лазерным излучением генерации на парах ртути на переходе $7^3P_2^0-7^3S_1$ ($\lambda_{генер.} = 1.52$ мкм). Спонтанное излучение с исследуемых уровней наблюдалось через боковую стенку дополнительной кюветы, помещенной в резонатор с активной средой. С уровня 7^3S_1 наблюдение велось вдоль внешнего магнитного поля H , которое было направлено перпендикулярно вектору E и направлению распространения линейно поляризованного лазерного излучения. Сигналы Ханле наблюдались в двух ортогональных поляризациях. С уровня $7^3P_2^0$ регистрировались интенсивности неполяризованного излучения, направленного перпендикулярно и параллельно вектору E лазерного излучения, в то время как внешнее магнитное поле было направлено вдоль оси лазера. Система регистрации и накопления сигналов описана в [10]. Особенностью данной установки является модуляция лазерного излучения с последующим синхронным детектированием. Введение модуляции позволило отделить сигналы выстраивания в разряде на парах ртути [11] от сигналов выстраивания, связанных с возбуждением лазерным излучением.

В эксперименте проводились серии измерений сигналов Ханле с уровнями $7^3P_2^0$ и 7^3S_1 при различных мощностях лазерного излучения, тока разряда и парциальных давлений ртути и гелия. Было установлено, что лазерное поле практически не уширяет сигнал Ханле с короткоживущего уровня 7^3S_1 , но сильно сказывается на ширине сигнала Ханле с уровня $7^3P_2^0$. На рис. 1 показана экспериментальная зависимость ширины сигнала Ханле с уровня $7^3P_2^0$ от мощности лазерного поля.

Сигналы Ханле с уровня $7^3P_2^0$ имели вид лоренцовского контура (рис. 2, а). Сигналы Ханле с нижнего лазерного уровня 7^3S_1 при небольших мощностях лазерного излучения имели вид разности двух лоренцовских контуров с сильно различающимися ширинами (рис. 2, б). Широкий контур связан с распадом когерентности уровня 7^3S_1 . При экстраполяции к нулевой мощности лазерного излучения соотношение узкой и широкой компонент менялось незначительно. Этот факт показывает, что узкий контур

Уровень	$\tau_{рад}$, нс	$\gamma_{устойч. (2)}/f_2$ МГц/А · см ⁻²	$\sigma_{деполар (2)} \times 10^{+16}$, см ²
$7^3P_2^0$	170 ± 30	1.2 ± 0.3	46 ± 8
7^3S_1	11 ± 2	—	< 1