

УДК 539.18

О.І. Гомонай

Інститут електронної фізики НАН України

88017, Ужгород, вул. Університетська, 21

e-mail: gomonai@rambler.ru

## РОЗШИРЕННЯ МОЖЛИВОСТЕЙ ОДНОКОЛІРНОЇ ТРИФОТОННОЇ РЕЗОНАНСНОЇ СПЕКТРОСКОПІЇ ВИСОКОЗБУДЖЕНИХ ПАРНИХ СТАНІВ АТОМА САМАРІЮ

Досліджено вплив інтенсивності лазерного випромінювання на резонансну структуру спектрів трифотонної іонізації атома самарію. Встановлено, що зі зміною інтенсивності змінюється кількість спостережуваних резонансних максимумів, зумовлених двофотонним збудженням парних станів. Вимірювання спектрів трифотонної іонізації атома самарію при різній інтенсивності лазерного випромінювання дозволяють виявити максимально можливу кількість таких максимумів. Показано, що такі вимірювання можна застосовувати для суттєвого підвищення ефективності одноколірної трифотонної резонансно-іонізаційної спектроскопії високозбуджених парних станів атома самарію. З використанням такого підходу виявлено сім нових парних станів.

**Ключові слова:** трифотонна іонізація, лазерна резонансно-іонізаційна спектроскопія, парні стани, самарій.

### Вступ

Самарій належить до групи рідкісноземельних елементів, характерною ознакою яких є наявність внутрішньої  $4f$  – оболонки, що добудовується. У атома самарію ця оболонка є менш ніж наполовину заповненою ( $4f^6$ ), що спричиняє надзвичайно щільний і складний спектр енергетичних рівнів, який на сьогодні є недостатньо вивченим.

Переважає більшість наявних у літературі даних про високозбуджені парні рівні атома самарію отримана методом ступінчастої (багатоколірної) лазерної спектроскопії [1–8], який на сьогоднішній день є найбільш прецизійним і придатним для дослідження енергетичної структури таких складних об'єктів, як атом самарію. Однак, його застосування вимагає використання, як мінімум, двох джерел лазерного випромінювання, що є достатньо складною технічною задачею. У випадку атома самарію, з огляду на своєрідність його електронної будови, з великим успіхом можна застосувати одноколірну лазерну спектроскопію з використанням

тільки одного джерела лазерного випромінювання [9, 10].

Одним з факторів, який обмежує ефективно використання методу одноколірної трифотонної резонансно-іонізаційної спектроскопії високозбуджених парних станів атома самарію, є те, що не всі можливі двофотонні переходи, що дозволені правилами відбору, чітко проявляються у вигляді резонансних максимумів у спектрах трифотонної іонізації, вимірюваних при певному значенні інтенсивності лазерного випромінювання [11]. Йдеться про двофотонні переходи, яким відповідають максимуми малої амплітуди. Саме такі максимуми складають більшість резонансної структури спектрів трифотонної іонізації атома самарію.

У даній роботі досліджено вплив інтенсивності лазерного випромінювання на резонансну структуру спектрів трифотонної іонізації атома самарію і показано, що такі дослідження доцільно застосовувати для підвищення ефективності одноколірної трифотонної резонансно-іонізаційної спектроскопії. Використання такого підходу дозволило виявити сім нових

високозбуджених парних станів атома самарію.

### Експеримент

Вимірювання проводилися на установці, детально описаній в [11]. Випромінювання імпульсного лазера FL 2001 (Lambda Physik) з накачкою другою гармонікою Nd: YAG-лазера фокусувалося у вакуумну камеру, де перетиналося під прямим кутом з пучком атомів самарію. Однозарядні іони самарію, що утворювалися в області взаємодії атомного й лазерного пучків, витягувалися постійним електричним полем і, після проходження через часопролітний мас-спектрометр, детектувалися мікроканальним детектором ВЗУ-7.

В ході експерименту вимірювалися залежності виходу однозарядних іонів самарію від частоти лазерного випромінювання  $N^+(\omega)$  при різних значеннях інтенсивності лазерного випромінювання в області взаємодії. Частота лазерного випромінювання  $\omega$  змінювалася з кроком  $0.1 \text{ см}^{-1}$ . Абсолютне значення частоти з точністю не гірше  $\pm 0.3 \text{ см}^{-1}$  визначалося за оптогальванічним спектром Cu-Ne лампи з порожнистим катодом та спектром пропускання інтерферометра Фабрі–Перо, які вимірювалися одночасно з залежністю  $N^+(\omega)$ .

Ширина лінії лазерного випромінювання не перевищувала  $0.2 \text{ см}^{-1}$ . Максимальне значення інтенсивності в області фокусування не перевищувало  $7 \times 10^8 \text{ Вт/см}^2$ . Лазерне випромінювання було лінійно-поляризованим. Концентрація атомів самарію в області взаємодії становила  $\sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$ . Відносна заселеність рівнів основного терму при робочій температурі атомного джерела  $\sim 900 \text{ °K}$  складала 18% ( ${}^7F_0$ ), 35% ( ${}^7F_1$ ), 26% ( ${}^7F_2$ ), 13% ( ${}^7F_3$ ), 5% ( ${}^7F_4$ ), 2% ( ${}^7F_5$ ) та 0,5% ( ${}^7F_6$ ).

Зменшення інтенсивності лазерного випромінювання в області взаємодії здійснювалося шляхом зміни, за допомогою мікрометричного гвинта, положення фокусувальної лінзи відносно положення точного фокусу. При цьому, за рахунок збільшення фокального об'єму, відповідно збільшува-

лася кількість атомів самарію в області взаємодії, що дозволяло чітко прописувати резонансну структуру при малих значеннях інтенсивності.

### Результати досліджень

На рис. 1 приведено залежність  $N^+(\omega)$ , виміряну в околі двофотонних переходів  ${}^7F_2 \rightarrow E_1$  ( $E_1 = 36644.6 \text{ см}^{-1}$ ,  $J = 1$  [4, 6, 9]) та  ${}^7F_4 \rightarrow E_2$  ( $E_2 = 38105.1 \text{ см}^{-1}$ ,  $J = 3-5$  [9, 11]) при різних значеннях інтенсивності лазерного випромінювання в області взаємодії. Добре видно, що при малій інтенсивності амплітуда максимуму, зумовленого двофотонним переходом з рівня  ${}^7F_4$ , є значно більшою за амплітуду максимуму, що відповідає двофотонному переходу з рівня  ${}^7F_2$  (рис. 1, крива 1). При цьому максимум меншої амплітуди слабо

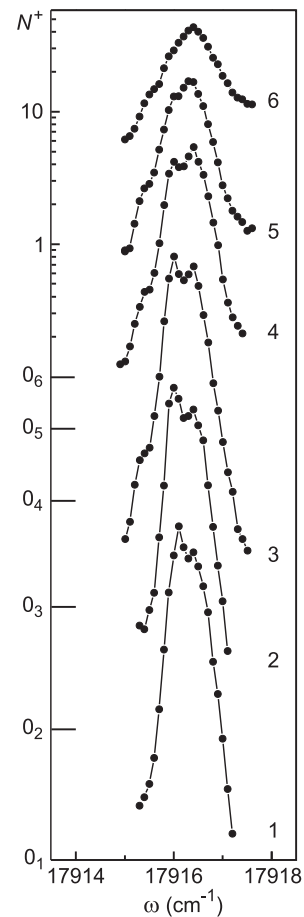


Рис. 1. Залежність  $N^+(\omega)$ , виміряна в околі двофотонних переходів з початкових рівнів  ${}^7F_4$  ( $\omega = 17916.0 \text{ см}^{-1}$ ) та  ${}^7F_2$  ( $\omega = 17916.4 \text{ см}^{-1}$ ) при різних значеннях інтенсивності лазерного випромінювання ( $\text{Вт/см}^2$ ):  $4.0 \times 10^7$  (1),  $6.0 \times 10^7$  (2),  $8.6 \times 10^7$  (3),  $1.6 \times 10^8$  (4),  $3.0 \times 10^8$  (5),  $4.0 \times 10^8$  (6).

виділяється на фоні більш інтенсивного максимуму, внаслідок чого в залежності  $N^+(\omega)$  спостерігається практично один, асиметричний з боку більших частот, максимум на частоті  $\omega = 17916.0 \text{ см}^{-1}$ . Зі зростанням інтенсивності лазерного випромінювання відбувається перерозподіл амплітуд спостережуваних максимумів: спочатку вони вирівнюються (рис. 1, крива 3), а потім амплітуда максимуму, зумовленого переходом з рівня  ${}^7F_2$ , стає більшою (рис. 1; криві 4–6). При великій інтенсивності максимум, що відповідає переходу  ${}^7F_4 \rightarrow E_2$  слабо виділяється на фоні максимуму, зумовленого переходом  ${}^7F_2 \rightarrow E_1$ , внаслідок чого в залежності  $N^+(\omega)$  спостерігається практично знову тільки один максимум на частоті  $\omega = 17916.4 \text{ см}^{-1}$ , який вже є асиметричним з боку менших частот.

Спостережувана зміна співвідношення амплітуд резонансних максимумів пояснюється більш швидким насиченням іонного сигналу на частоті більш імовірного переходу, але з менш заселеного рівня  ${}^7F_4 \rightarrow E_2$ . У даному випадку ймовірність двофотонного переходу  ${}^7F_4 \rightarrow E$ , враховуючи співвідношення амплітуд відповідних максимумів при малій інтенсивності та меншу ніж у п'ять разів заселеність рівня  ${}^7F_4$  порівняно з рівнем  ${}^7F_2$ , приблизно на порядок більша за ймовірність двофотонного переходу  ${}^7F_2 \rightarrow E$ .

Розглянута залежність  $N^+(\omega)$  (рис. 1) дозволяє зробити два важливих висновки. По-перше, при малій інтенсивності лазерного випромінювання більш чітко проявляється максимум, зумовлений більш імовірним двофотонним переходом з менш заселеного рівня  ${}^7F_4$ , а при великій інтенсивності – максимум, що відповідає менш імовірному двофотонному переходу з більш заселеного рівня  ${}^7F_2$ . По-друге, одночасно обидва розглянуті переходи проявляються у вигляді чітких максимумів тільки у певному інтервалі інтенсивностей. У даному випадку він складає  $6.0 \times 10^7 - 1.6 \times 10^8 \text{ Вт/см}^2$ . Зазначимо, що обидва розглядувані максимуми являють собою максимуми малої амплітуди.

Слід зазначити, що досліджена поведінка максимумів малої амплітуди зі зміною інтенсивності є характерною у випадку атома самарію. Для прикладу розглянемо залежність  $N^+(\omega)$ , виміряну в околі двофотонних переходів  ${}^7F_5 \rightarrow E_3$  ( $E_3 = 37933.0 \text{ см}^{-1}$ ,  $J = 3, 4$  [4, 9]) та  ${}^7F_1 \rightarrow E_4$  ( $E_4 = 35101.0 \text{ см}^{-1}$ ,  $J = 3$  [1, 2, 7, 9]) при різних значеннях інтенсивності лазерного випромінювання в області взаємодії (рис. 2). Добре видно, що при малих інтенсивностях проявляється тільки

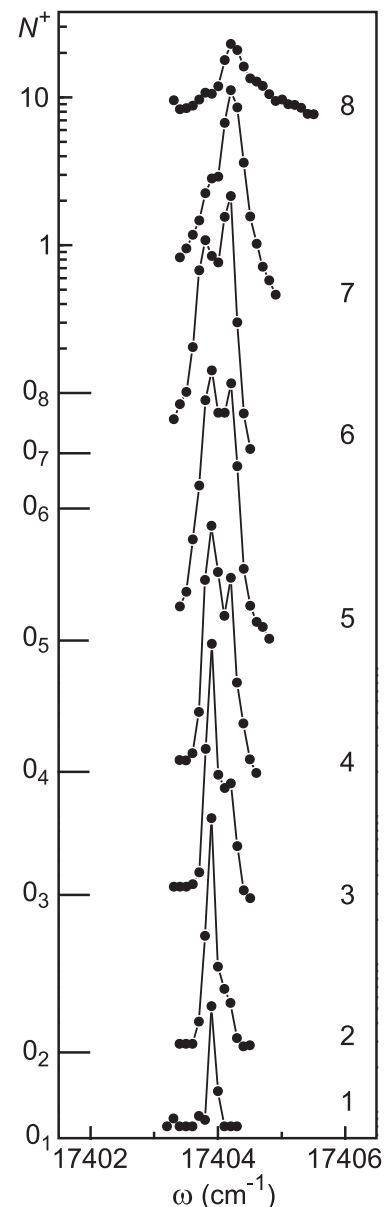


Рис. 2. Залежність  $N^+(\omega)$ , виміряна в околі двофотонних переходів з початкових рівнів  ${}^7F_5$  ( $\omega = 17403.9 \text{ см}^{-1}$ ) та  ${}^7F_1$  ( $\omega = 17404.2 \text{ см}^{-1}$ ) при різних значеннях інтенсивності лазерного випромінювання ( $\text{Вт/см}^2$ ):  $7.9 \times 10^5$  (1),  $4.0 \times 10^6$  (2),  $8.1 \times 10^6$  (3),  $3.5 \times 10^7$  (4),  $6.0 \times 10^7$  (5),  $1.3 \times 10^8$  (6),  $3.0 \times 10^8$  (7),  $4.0 \times 10^8$  (8).

один максимум ( $\omega = 17403.9 \text{ см}^{-1}$ ), пов'язаний з двофотонним переходом з рівня  ${}^7F_5$ , у той час як максимум, зумовлений двофотонним переходом з найбільш заселеного рівня  ${}^7F_1$ , взагалі не спостерігається (рис. 2; криві 1, 2). Це, враховуючи більш ніж в 17 разів меншу заселеність рівня  ${}^7F_5$ , свідчить про значно більшу ймовірність переходу з цього рівня. Зі зростанням інтенсивності на частоті  $\omega = 17404.2 \text{ см}^{-1}$  з'являється максимум, який відповідає двофотонному переходу з рівня  ${}^7F_1$ . Подальше збільшення величини інтенсивності призводить до перерозподілу амплітуд спостережуваних максимумів: амплітуда максимуму, зумовленого переходом  ${}^7F_1 \rightarrow E_4$  поступово стає більшою за амплітуду максимуму, що відповідає переходу  ${}^7F_5 \rightarrow E_3$ . При максимальній інтенсивності цей максимум зникає і практично вже не спостерігається в залежності  $N^+(\omega)$  (рис. 2, крива 8). Зазначимо, що обидва розглядувані максимуми також являють собою максимуми малої амплітуди.

Зміна співвідношення амплітуд резонансних максимумів, як і в попередньому випадку, пояснюється більш швидким насиченням іонного сигналу на частоті більш імовірного переходу, але з менш заселеного рівня  ${}^7F_5 \rightarrow E_3$ . З рис. 2 також добре видно, що при малій інтенсивності лазерного випромінювання більш чітко проявляється максимум, зумовлений більш імовірним двофотонним переходом з менш заселеного рівня  ${}^7F_5$ , а при великій інтенсивності – максимум, що відповідає менш імовірному двофотонному переходу з більш заселеного рівня  ${}^7F_1$ . Одночасно обидва розглянуті переходи проявляються у вигляді чітких максимумів також тільки у певному інтервалі інтенсивностей. Але у даному випадку цей інтервал дещо інший, а саме  $3.5 \times 10^7 - 1.3 \times 10^8 \text{ Вт/см}^2$ .

Таким чином, порівнюючи досліджені залежності (рис. 1 і рис. 2), можна зробити наступний висновок. Кількість резонансних максимумів малої амплітуди, що спостерігається в залежності  $N^+(\omega)$ , залежить від інтенсивності лазерного випромінювання. Змінюючи інтенсивність можна чітко виділити ті, чи інші резонанс-

ні максимуми. Зокрема, для того щоб чітко виділити максимуми, пов'язані з двофотонними переходами з початкових рівнів з малою заселеністю, слід вимірювати залежність  $N^+(\omega)$  при малих значеннях інтенсивності лазерного випромінювання, а для більш чіткого виділення максимумів, зумовлених двофотонними переходами з початкових рівнів з великою заселеністю – навпаки, при великих значеннях інтенсивності.

Ми застосували вищеописаний підхід для розширення можливостей одноколірної резонансно-іонізаційної спектроскопії при дослідженні високоезбуджених парних станів атома самарію. Це дозволило виявити в спектрах трифотонної іонізації резонансні максимуми, зумовлені збудженням семи нових раніше невідомих рівнів атома самарію, які нам не вдалося спостерігати в попередніх експериментах [9]. Енергії та можливі значення повних кутових моментів цих рівнів приведені в таблиці 1.

Таблиця 1

**Енергії та повні кутові моменти нових парних станів атома самарію**

№	$E, \text{ см}^{-1}$	$J$	№	$E, \text{ см}^{-1}$	$J$
1	36176.2	3	5	37770.8	3–5
2	36462.1	4	6	38215.9	3–5
3	36511.8	4	7	38983.4	4–6
4	36621.9	4			

Зазначимо, що рівні № 1 – 4 з повним кутовим моментом  $J = 3$  та  $J = 4$  у відповідності до правил відбору могли спостерігатися також у роботі [4]. Можливою причиною того, чому ці рівні не були виявлені в зазначеній роботі, може бути мала ймовірність їх двохступінчастого збудження при використанні в якості першої ступені переходів  ${}^7F_1 \rightarrow 4f \text{ } {}^6s6p \text{ } {}^7F_{0,1,2}$  та  ${}^7F_2 \rightarrow 4f \text{ } {}^6s6p \text{ } {}^7F_3$  [4]. Що стосується трьох інших рівнів з можливими значеннями повного кутового моменту  $J = 3-5$  та  $J = 4-6$  (№ 5 – 7), то вони могли спостерігатися також в роботах [4–6], але тільки при умові, що їх повний кутовий момент  $J = 3$  або  $J = 4$ . Тому можлива

причина того, чому ці рівні не були виявлені в зазначених роботах, може бути пов'язана з тим, що повний кутовий момент цих рівнів  $J = 5$  або  $J = 6$ .

### Висновки

Досліджено вплив інтенсивності лазерного випромінювання на резонансну структуру спектрів трифотонної іонізації атома самарію. Встановлено, що зменшення інтенсивності призводить до появи в залежності  $N^+(\omega)$  максимумів малої амплітуди, що відповідають двофотонним переходам з початкових рівнів з малою заселеністю ( ${}^7F_4$ ,  ${}^7F_5$ ), в той час як

збільшення інтенсивності – до появи максимумів малої амплітуди, пов'язаних з двофотонними переходами з початкових рівнів з великою заселеністю ( ${}^7F_1$ ,  ${}^7F_2$ ). Такі вимірювання можуть бути використані з метою виявлення максимально можливої кількості резонансних максимумів, які спостерігаються в спектрах трифотонної іонізації атома самарію. Це значно полегшує однозначну ідентифікацію резонансної структури, що, в свою чергу, підвищує ефективність одноколірної трифотонної резонансно-іонізаційної спектроскопії високозбуджених парних станів атома самарію. Застосування такого підходу дозволило виявити сім нових станів.

### СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Зюзиков А.Д. Лазерная резонансная фотоионизационная спектроскопия возбужденных и автоионизационных состояний атома самария. Препр. ИСАН 88-21.–1988.
2. Jayasekharan T., Razvi M.A., Bhalke G.L. Observation of new even-parity states of Sm I by resonance ionization mass spectrometry // JOSA B. – 1996. – V. 13. – P. 641–648.
3. Park H., Kim H., Yi J., Han J., Lee J. Resonant three-photon photoionization of Sm atom // J. Korean Phys. Soc. – 1997. – V. 30. – P. 453–457.
4. Jayasekharan T., Razvi M.A., Bhalke G.L. Investigations of new high-lying even-parity energy levels of the samarium atom below its first ionization limit // JOSA B. – 2000. – V. 17. – P. 1607–1615.
5. Zhao H., Dai C., Guan F. Photoionization spectra of an Sm atom with stepwise excitation // J. Phys. B. – 2009. – V. 42. – P. 065001. – 7 pp.
6. Qin W.J., Dai C.J., Xiao Y., Zhao H.Y. Experimental study of highly excited even-parity bound states of the Sm atom // Chin. Phys. B. – 2009. – V. 18. – P. 3384–3394.
7. Pulhani A., Shah M., Dev V., Suri B. High-lying even-parity excited levels of atomic samarium // JOSA B. – 2005. – V. 22. – P. 1117–1122.
8. Zhao H., Dai C., Ye S. Study on even-parity excited states of the Sm atom // J. Phys. B.–2011. –V. 44. –P.195001.– 7 pp.
9. Гомонай О.І. Одноколірна трифотонна спектроскопія збуджених станів атома самарію // Укр. Фіз. Журн. – 2008. –Т. 53. –С. 12–1.
10. Гомонай А.И., Ремета Е.Ю. Исследование высоковозбужденных состояний атома самария // Опт. и спектр. – 2011. – Т.112. – С. 17–26.
11. Gomonai A., Plekan O. Single-colour resonance three-photon ionization of samarium atoms // J. Phys. B. –2003. – V. 36. – P. 4155–4174.

Стаття надійшла до редакції 10.09.2012

A.I. Gomonai

Institute of Electron Physics, National Academy of Sciences of Ukraine  
88017, Uzhhorod, Universytetska Str., 21  
e-mail: gomonai@rambler.ru

## ENHANCEMENT OF THE SINGLE-COLOUR THREE-PHOTON RESONANCE SPECTROSCOPY OF HIGHLY EXCITED STATES OF THE SAMARIUM ATOM

The influence of the laser radiation intensity on the resonance structure of the samarium atom three-photon ionization spectra was investigated. The number of the observed resonance maxima related to the even-parity states two-photon excitation was found to be changed with the intensity variation. Measurements of the samarium atom three-photon ionization spectra at various laser radiation intensity allow one to reveal the most of the maxima. It is shown that one can use such measurements in order to essentially enhance the efficiency of the single colour three-photon resonance-ionization spectroscopy of highly-excited even-parity states of the samarium atom. Seven new even-parity states was discovered using this approach.

**Keywords:** three-photon ionization, laser resonance-ionization spectroscopy, even-parity states, samarium.

А.И. Гомонай

Институт электронной физики НАН Украины  
88017, Ужгород, ул. Университетская, 21

## РАСШИРЕНИЕ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ОДНОЦВЕТНОЙ ТРЕХФОТОННОЙ РЕЗОНАНСНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫХ ЧЕТНЫХ СОСТОЯНИЙ АТОМА САМАРИЯ

Исследовано влияние интенсивности лазерного излучения на резонансную структуру спектров трехфотонной ионизации атома самария. Установлено, что с изменением интенсивности изменяется количество наблюдаемых резонансных максимумов, обусловленных двухфотонным возбуждением четных состояний. Измерения спектров трехфотонной ионизации атома самария при разной интенсивности лазерного излучения позволяют обнаружить максимально возможное количество таких максимумов. Показано, что такие измерения можно использовать для существенного повышения эффективности одноцветной трехфотонной резонансно-ионизационной спектроскопии высоковозбужденных четных состояний атома самария. С использованием такого подхода обнаружено семь новых четных состояний.

**Ключевые слова:** трехфотонная ионизация, лазерная резонансно-ионизационная спектроскопия, четные состояния, самарий.