

ON THE INFLUENCE OF PLASMA ON ACOUSTIC WAVE PULSE PARAMETERS

A. R. MKRTCHYAN, A. R. ARAMYAN, G. A. GALECHYAN

Results of an experimental investigation of the propagation of an acoustic wave pulse along the positive column of the gas discharge are given for different acoustic wave frequencies. The wave amplitude is shown to increase when the acoustic wave frequency is lower than the resonance frequency of the discharge chamber.

Изв. АН Армении, Физика, т. 25, вып. 5, 264—267 (1990)

УДК 621.373.826

ЧЕТЫРЕХФОТОННАЯ ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ СВЕРХЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ В ПАРАХ ЦЕЗИЯ ПРИ ДВУХФОТОННОМ ПИКΟΣЕКУНДНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

С. А. МИКАЕЛЯН, К. Б. ПЕТРОСЯН, К. М. ПОХСРАЯН

НПО «Лазерная техника» ЕГУ

(Поступила в редакцию 15 января 1990 г.)

Процесс четырехфотонной параметрической сверхлюминесценции в парах цезия использован для генерации широкополосных пикосекундных импульсов ИК диапазона. При квазирезонансном двухфотонном возбуждении перехода $6S_{1/2} - 7S_{1/2}$ излучением пикосекундного лазера на алюминате иттрия получена генерация широкополосных импульсов с центрами на длинах волн 855, 897, 1352 и 1442 нм со спектральной шириной до 115 см^{-1} .

Для решения целого ряда задач нелинейной спектроскопии требуются широкополосные лазерные импульсы пикосекундной длительности, локализованные в различных областях спектрального диапазона. Генерацию таких импульсов можно осуществить используя процесс четырехфотонной параметрической сверхлюминесценции (ЧПСЛ) в парах щелочных металлов [1, 2] при соответствующем подборе частоты пикосекундного лазерного источника. Так, в парах натрия [3, 4] и бария [5, 6] при пикосекундном двухфотонном возбуждении реализован процесс ЧПСЛ и исследованы его характеристики.

В настоящей работе сообщается о генерации широкополосных пикосекундных импульсов ИК диапазона при квазирезонансном возбуждении ЧПСЛ в парах цезия.

В качестве источника накачки использовался пикосекундный лазер на алюминате иттрия (АИ: Nd^{3+}), генерирующий излучение на длине волны $\lambda_n = 1079,6 \text{ нм}$. Применение АИ: Nd^{3+} позволяет осуществить квазирезонансные условия двухфотонного возбуждения перехода $6S_{1/2} - 7S_{1/2}$ атома цезия, поскольку величина частотной расстройки в этом случае составляет всего $15,2 \text{ см}^{-1}$.

Пары цезия создавались в стеклянной кювете с сапфировыми окнами длиной 15 см. Кювета помещалась между двумя линзами с совмещенными фокусами (фокусное расстояние линз — 20 см). Энергия лазерных импульсов на входе в кювету составляла 40 мДж, длительность — 40 пс. В реализованных условиях двухфотонного квазирезонансного возбуждения мощной пикосекундной накачкой, при температуре паров цезия выше 200°С наблюдались два параллельных процесса ЧПСЛ через промежуточные уровни $6P_{1/2}$ и $6P_{3/2}$ (см. рис. 1).

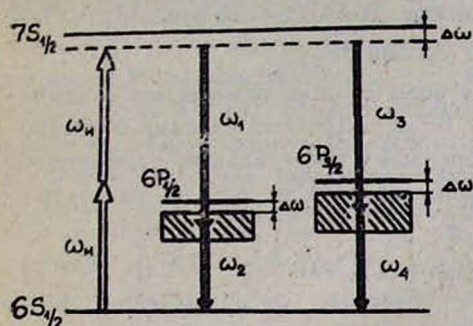


Рис. 1. Схема ЧПСЛ в парах цезия при двухфотонном возбуждении перехода $6S_{1/2} - 7S_{1/2}$: $\Delta\omega = \omega(6S_{1/2} - 7S_{1/2}) - 2\omega_n = 15,2\text{см}^{-1}$.

Для удобства регистрации частоты генерируемых импульсов ЧПСЛ в эксперименте осуществлялась ап-конверсия излучения в кристалле йодата лития, т. е. регистрировалось излучение на суммарной частоте $\omega_c = \omega_n + \omega_i$ (где ω_n — частота накачки, а ω_i — частота одной из параметрических волн), что позволило проводить измерения в видимой области спектра.

Как показали экспериментальные исследования, спектры ЧПСЛ представляют собой широкие полосы, группирующиеся вблизи соответствующих промежуточных уровней, при этом каждое значение частоты в полосе ω_i ($i = 1, 2, 3, 4$) удовлетворяет условиям $\omega_1 + \omega_2 = 2\omega_n$ и $\omega_3 + \omega_4 = 2\omega_n$ (рис. 1).

В прилагаемой таблице даны длины волн однофотонных переходов λ_n , диапазоны генерируемых длин волн $\Delta\lambda_i$, а также диапазоны длин волн $\Delta\lambda_c$ суммарного излучения.

переход	$7S_{1/2} - 6P_{1/2}$	$6P_{1/2} - 6S_{1/2}$	$7S_{1/2} - 6P_{3/2}$	$6P_{3/2} - 6S_{1/2}$
λ_n , нм	1358,83	894,36	1469,49	852,11
$\Delta\lambda_i$, нм	1348,1—1358,7	895,6—900,3	1445,1—1468,6	853,5—861,7
$\Delta\lambda_c$, нм	599,5—601,6	489,5—490,9	617,9—622,2	476,6—479,2

Спектрально-угловые характеристики ЧПСЛ определяются условиями фазового синхронизма $k_n + k_n = k_1 + k_2$ и $k_n + k_n = k_3 + k_4$, где k_n — волновой вектор накачки, а k_i — волновой вектор параметрической волны с частотой ω_i . На рис. 2 представлены расчетные пространственно-частотные спектры ЧПСЛ (зависимости угла распространения параметрической волны θ относительно оси пучка накачки от ее длины вол-

ны λ) вблизи уровня $6P_{3/2}$, рассчитанные для разных значений углов φ между волнами накачки (расчеты проводились для плотности атомов цезия $N = 2,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, значения сил осцилляторов были взяты из [7]). На том же рисунке приведен спектральный диапазон генерируемых длин волн вблизи уровня $6P_{3/2}$. Из рисунка видно, что увеличение угла между волнами накачки приводит к уширению спектра ЧПСЛ. В реализованных условиях эксперимента возбуждение ЧПСЛ происходит, по-видимому, под воздействием приосевых компонент накачки. Аналогичные результаты были получены также для ЧПСЛ вблизи уровня $6P_{1/2}$.

Энергия фотонов параметрических волн во всех измерениях оказывалась меньше энергии уровней $6P_{1/2}$ и $6P_{3/2}$. Другими словами энергетические области, соответствующие измеренным спектральным диапазонам генерируемых излучений (заштрихованные области на рис. 1) расположены ниже уровней $6P_{1/2}$ и $6P_{3/2}$, т. е. $\omega_1 > \omega(7S_{1/2} - 6P_{1/2})$, $\omega_2 < \omega(6P_{1/2} - 6S_{1/2})$, $\omega_3 > \omega(7S_{1/2} - 6P_{3/2})$ и $\omega_4 < \omega(6P_{3/2} - 6S_{1/2})$. Отсутствие излучения в энергетических областях, расположенных выше уровней $6P_{1/2}$ и $6P_{3/2}$, связано с нарушением условий фазового синхронизма для этих областей при коллинеарной накачке. Аналогичное явление наблюдалось в [5].

Границы спектральных диапазонов генерируемого излучения определяются двумя факторами: сильным однофотонным поглощением холостых волн ω_1 и ω_3 на переходах $7S_{1/2} - 6P_{1/2}$ и $7S_{1/2} - 6P_{3/2}$ (что определяет верхние границы заштрихованных энергетических областей на рис. 1) и уровнем накачки (что определяет нижние пределы соответствующих областей).

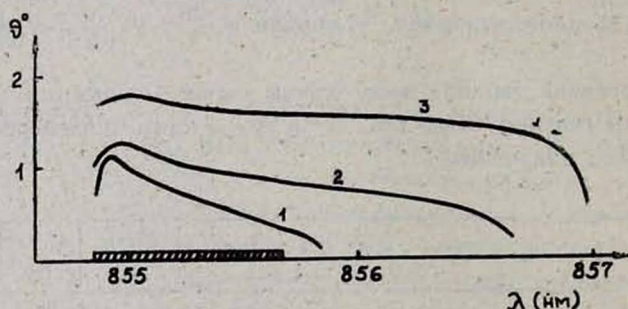


Рис. 2. Расчетные спектрально-угловые распределения ЧПСЛ в парах цезия при углах между волнами накачки $\varphi = 0$ (1), $\varphi = 2^\circ$ (2) и $\varphi = 4^\circ$ (3). Штриховкой указан спектральный диапазон генерируемого излучения, зарегистрированного в эксперименте.

Общая энергетическая эффективность ЧПСЛ (в четыре параметрические волны) составила в эксперименте величину $\sim 1\%$.

Самая широкая полоса ЧПСЛ ($\sim 115 \text{ см}^{-1}$) возбуждается вблизи уровня $6P_{3/2}$ (спектральная ширина ЧПСЛ вблизи $6P_{1/2}$ составляет $\sim 58 \text{ см}^{-1}$). Это связано с более широким спектральным диапазоном длин волн, для которых выполняется условие синхронизма $2k_n = k_3 + k_4$, а также большой силой осциллятора перехода $6P_{3/2} - 6S_{1/2}$.

Полученные результаты показывают, что возможность осуществления квазирезонансного двухфотонного возбуждения перехода $6S_{1/2} - 7S_{1/2}$ атома цезия излучением пикосекундного лазера на АИ: Nd^{3+} позволяет получить в процессе ЧПСЛ интенсивное излучение в четырех различных спектральных полосах с центрами на длинах волн 855, 897, 1352 и 1442 нм.

Для получения более богатого спектра ЧПСЛ можно использовать высоколежащие уровни атома цезия. Известно, например, что при возбуждении двухфотонного перехода $6S_{1/2} - 9D_{3/2}$ излучением перестраиваемого рубинового лазера наблюдаются множество четырехфотонных параметрических взаимодействий с участием промежуточных уровней nP ($n = 6, 7, 8, 9, 10$) [8]. Можно предположить, что используя в качестве накачки излучение мощного пикосекундного лазера на рубине в парах цезия возможна генерация широкополосных импульсов пикосекундной длительности от ближнего УФ до дальнего ИК диапазонов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бахрамов С. А., Тартаковский Г. Х., Хабибулаев П. К. Нелинейные резонансные процессы преобразования частоты в газах. Фан, Ташкент, 1981.
2. Архипкин В. Г., Попов А. К. Нелинейное преобразование света в газах. Изд. Наука, М., 1987.
3. Вайчайтис В. и др. Письма в ЖТФ, 41, 66 (1985).
4. Вайчайтис В. и др. Квантовая электроника, 14, 762 (1987).
5. Сапонджян С. О. и др. Квантовая электроника, 12, 963 (1985).
6. Бадалян Р. Р. и др. Квантовая электроника, 15, 2352 (1988).
7. Stone P. M. Phys. Rev., 127, 1151 (1962).
8. Smith A. V., Vard J. F. IEEE Journal of Quant Electron., QE-17, 525 (1981).

ՄԻԿԱԵԼՅԱՆ ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ ԵՎ ՊՈԽՏՐԱՐՅԱՆ ՎԵՐԱՆԵՐՈՒՄԻ ՎԱՅՄԱՆՆԵՐՈՒՄԻ ՔԱՌՈՑՈՑՈՆ ՊԱՐԱՄԵՏՐԻԿ ԼՅՈՒՄԻՆԵՍԵՆՑԻԱՆ ՑԵՆՏՐՈՒՄԻ ԳՈՂՈՐԾԻՆԵՐՈՒՄ

Ս. Ա. ՄԻԿԱԵԼՅԱՆ, Կ. Բ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ, Կ. Մ. ՓՈԽՏՐԱՐՅԱՆ

Քառաֆոտոն պարամետրիկ լյումինեսցենցիան ցեզիումի գոլորշիներու օգտագործված է ինֆրակարմիր տիրույթում լայնաշերտ պիկովայրկյանային իմպուլսների ստանալու համար: Պիկովայրկյանային $Nd: YAlO_3$ լազերի ճառագայթումով $6S_{1/2} - 7S_{1/2}$ անցումը երկֆոտոն զրգուման զեպքում ստացվել է լայնաշերտ իմպուլսների զենեքացիա 855, 897, 1352 և 1442 նմ ալիքների երկարության վրա, մինչև 115 սմ^{-1} սպեկտրալ լայնությամբ:

FOUR-PHOTON PARAMETRIC SUPERLUMINESCENCE IN CAESIUM VAPOUR AT TWO-PHOTON EXCITATION

S. A. MIKAELYAN, K. B. PETROSYAN, K. M. POKHSRARYAN

The process of four-photon parametric luminescence in caesium vapour was used for wideband picosecond pulse generation in the infrared. At quasi-resonance two-photon excitation of $6S_{1/2} - 7S_{1/2}$ transition by picosecond $YAlO_3: Nd$ laser radiation, the wideband pulses with centres at wavelengths 855, 897, 1352 and 1442 nm with linewidth of more than 115 cm^{-1} were obtained.