

УДК 535.2

## ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ СМЕЩЕНИЕ ВОЛН В ТРЕХУРОВНЕВОЙ СРЕДЕ

Г.Г. АДОНЦ, Э.Г. КАНЕЦЯН

АОЗТ "Лазерная техника", АОЗТ "ЛТ-Пиркал"

(Поступила в редакцию 19 октября 2001 г.)

Исследовано параметрическое изменение спектрального состава двух сильных квазимонохроматических волн, распространяющихся в трехуровневой резонансной среде со смежным промежуточным уровнем. Показано, что уширение спектра излучения связано с реализующимися в среде четырехфотонными параметрическими процессами, проходящими эффективно при выполнении условия нелинейного фазового синхронизма. Получены и проанализированы точные по интенсивности накачки выражения для коэффициента усиления немонахроматической составляющей излучения.

При взаимодействии мощного когерентного излучения в резонансной среде возможны процессы, в которых происходит поглощение и излучение двух и более фотонов в единичном акте. Особое место среди многофотонных процессов занимает вынужденное четырехфотонное параметрическое рассеяние (ВЧПР) [1].

Эффект четырехфотонного параметрического рассеяния в резонансной среде сильно влияет на спектральный состав проходящего излучения. При распространении через двухуровневую резонансную среду в одном направлении сильной монохроматической и слабой немонахроматической волн происходит параметрическое уширение спектра слабого излучения [2]. Экспериментально подобный процесс впервые наблюдался в работе [3]. В [4,5] исследовалась нелинейная населенность и зеемановская когерентность атомных магнитных подуровней при четырехволновом рассеянии поляризованного света. Фазово-поляризационные эффекты изучены в работах [6-11].

Вопросы, связанные с изменением спектрального распределения излучения, привлекают к себе внимание в связи с наблюдением явления конического рассеяния лазерного излучения (см., напр., [12]). Поэтому становится актуальным более подробное исследование процессов ВЧПР.

Интересным объектом для наблюдения параметрического уширения спектра проходящего излучения является среда трехуровневых атомов, так как ВЧПР в отличие от других многофотонных процессов яв-

ляется фазовым эффектом, большой вклад в который вносит интерференция атомных уровней. Впервые подобные процессы в трехуровневой среде с дублетно-расщепленным возбужденным уровнем были исследованы в работах [12-15], позднее также в [16]. Взаимодействие интенсивной монохроматической волны с трехуровневой резонансной средой со смежным промежуточным уровнем в адиабатическом приближении рассмотрено в работе [17], где, в частности, проанализировано поведение нелинейных показателей преломления с учетом эффекта насыщения и рассчитаны вероятности различных процессов комбинационного рассеяния света. В рамках теории возмущений процесс параметрического взаимодействия волн с многоуровневыми системами при двухфотонном резонансе исследован в работе [18].

В настоящей работе исследуются процессы многофотонного параметрического рассеяния, происходящие в трехуровневой резонансной среде со смежным промежуточным уровнем при адиабатическом распространении в ней двух сильных квазимонохроматических волн.

Пусть центральные частоты  $\omega_1$  и  $\omega_2$  сильных квазимонохроматических волн близки к частотам атомных переходов  $\omega_{21} = (E_2 - E_1)/\hbar$  и  $\omega_{32} = (E_3 - E_2)/\hbar$ . Тогда результирующее поле волн в среде можно представить в виде

$$E(z, t) = \frac{1}{2} [E_1(z) + \tilde{E}_1(z, t)] e^{i(k_1 z - \omega_1 t)} + \frac{1}{2} [E_2(z) + \tilde{E}_2(z, t)] e^{i(k_2 z - \omega_2 t)} + \text{к.с.}, \quad (1)$$

где  $E_{1,2}(z)$  – сильная монохроматическая, а  $\tilde{E}_{1,2}(z, t)$  – слабая немонахроматическая компоненты волн.

В случае, когда длительность импульсов мала по сравнению со временем релаксации системы, а расстройки резонансов  $\varepsilon_1 = \omega_1 - \omega_{21}$  и  $\varepsilon_2 = \omega_2 - \omega_{32}$  превышают спектральные ширины атомных уровней, применимо адиабатическое приближение, позволяющее получить точные по интенсивности волн решения укороченных уравнений Максвелла для сильных компонент и найти закон изменения их амплитуд при адиабатическом распространении:

$$E_{1,2}(z) = E_{1,2}(z=0) e^{iq_{1,2} z}. \quad (2)$$

Отсюда видно, что величины  $q_{1,2}$  имеют смысл нелинейных показателей преломления сильных волн. Они задаются следующими выражениями:

$$q_1 = \frac{4m_1 \lambda_1}{\hbar^2 \varepsilon_1^2 G_1}, \quad q_2 = \frac{4m_2 \lambda_1^2}{\hbar \varepsilon_1^2 [\lambda_1 + \hbar(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)]}, \quad (3)$$

где

$$m_1 = -\frac{2\pi N |d_{21}|^2 |\alpha|^2 \omega_1}{c\hbar}, \quad m_2 = -\frac{2\pi N |d_{32}|^2 |\alpha|^2 \omega_2}{c\hbar}, \quad (4)$$

$$|\alpha|^2 = \left\{ 1 + \lambda_1^2 \left[ \frac{4}{\hbar^2 \varepsilon_1^2 G_1} + \frac{G_2}{G_1} \frac{1}{\lambda_1 + \hbar(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)} \right] \right\}^{-1}, \quad (5)$$

а безразмерные параметры нелинейности  $G_1$  и  $G_2$  определяются как

$$G_1 = \frac{|d_{21}|^2 |E_1|^2}{\hbar^2 \varepsilon_1^2}, \quad G_2 = \frac{|d_{32}|^2 |E_2|^2}{\hbar^2 \varepsilon_1^2}. \quad (6)$$

Параметр  $\lambda_1$  имеет смысл штарковского сдвига нижнего уровня атома в поле (1) и является одним из корней характеристического уравнения

$$[\lambda + \hbar(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)] \left[ \lambda(\lambda + \hbar\varepsilon_1) - \frac{1}{4} |d_{21}|^2 |E_1|^2 \right] - \frac{1}{4} |d_{32}|^2 |E_2|^2 = 0. \quad (7)$$

Полученные выше формулы для нелинейных показателей преломления (3) дают возможность последующего численного исследования нелинейной дисперсии при произвольных параметрах нелинейности  $G_1$  и  $G_2$ .

Представив амплитуды слабых компонент в виде интеграла Фурье вблизи резонансных частот  $\tilde{E}_{1,2}(z, t) = \int F_i(z, \Omega_{1,2}) e^{i(\omega_{1,2} - \Omega_{1,2})t} d\Omega_{1,2}$ , можно определить слабую компоненту поляризуемости среды на текущих частотах  $\Omega_{1,2}$ :

$$P_1(\Omega_1) = \alpha_0 e^{ik_1 z} [X_1(\Omega_1) F_1(\Omega_1) + X_2(\Omega_1) \frac{E_1^2}{|E_1|^2} F_1^*(2\omega_1 - \Omega_1) + \quad (8a)$$

$$+ X_3(\Omega_1) \frac{E_1}{E_2} F_2(\omega_2 - \omega_1 + \Omega_1) + X_4(\Omega_1) \frac{E_1 E_2}{|E_2|^2} F_2^*(\omega_2 + \omega_1 - \Omega_1)],$$

$$P_2(\Omega_2) = \beta_0 e^{ik_2 z} [Y_1(\Omega_2) \frac{E_2}{E_1} F_1(\omega_1 - \omega_2 + \Omega_2) + Y_3(\Omega_2) F_2(\Omega_2) + \quad (8b)$$

$$+ Y_2(\Omega_2) \frac{E_1 E_2}{|E_1|^2} F_1^*(\omega_1 + \omega_2 - \Omega_2) + Y_4(\Omega_2) \frac{E_2^2}{|E_2|^2} F_2^*(2\omega_2 - \Omega_2)].$$

Здесь

$$\alpha_0 = -\frac{|\alpha|^2 |d_{21}|^2 N}{2}, \quad \beta_0 = -\frac{|\alpha|^2 |d_{32}|^2 N}{2},$$

$$X_i(\Omega_1) = \frac{X_{i1}}{\hbar(\Omega_1 - \omega_1) + \lambda_2 - \lambda_1} + \frac{X_{i2}}{\hbar(\Omega_1 - \omega_1) - \lambda_2 + \lambda_1} + \quad (9)$$

$$+ \frac{X_{i3}}{\hbar(\Omega_1 - \omega_1) + \lambda_1 - \lambda_3} + \frac{X_{i4}}{\hbar(\Omega_1 - \omega_1) + \lambda_3 - \lambda_1},$$

$$Y_i(\Omega_2) = \frac{Y_{i1}}{\hbar(\Omega_2 - \omega_2) + \lambda_2 - \lambda_1} + \frac{Y_{i2}}{\hbar(\Omega_2 - \omega_2) + \lambda_1 - \lambda_2} +$$

$$+ \frac{Y_{i3}}{\hbar(\Omega_2 - \omega_2) + \lambda_1 - \lambda_3} + \frac{Y_{i4}}{\hbar(\Omega_2 - \omega_2) + \lambda_3 - \lambda_1}.$$

Полюса в выражениях (9) соответствуют однофотонному резонансу, трехфотонному процессу рассеяния, двухфотонному резонансу и четырехфотонному комбинационному процессу, оставляющему атом в возбужденном состоянии на верхнем энергетическом уровне.

Из формул (8) видно, что нелинейная восприимчивость среды на текущих частотах  $\Omega_1$  и  $\Omega_2$  содержит Фурье-компоненты обоих слабых фоновых полей  $\tilde{E}_1$  и  $\tilde{E}_2$ . Это объясняется тем, что в поле сильных волн Фурье-компоненты слабых полей смешиваются вследствие имеющих место в среде многофотонных процессов. Пренебрегая интерференцией между ними, волновое уравнение, записанное для Фурье-компонент слабых немонахроматических составляющих волн, можно разбить на четыре совокупности уравнений, каждая из которых описывает один из следующих процессов:

а) Четырехфотонный параметрический процесс, при котором из импульса накачки  $E_1(z)$  поглощаются два фотона на частоте  $\omega_1$  и излучаются один фотон на частоте  $\Omega_1$  и один фотон на частоте  $2\omega_1 - \Omega_1$ .

б) Шестифотонный параметрический процесс, при котором из импульсов накачки  $E_1(z)$  и  $E_2(z)$  поглощаются фотоны на частотах  $\omega_1$  и  $\omega_2$ , излучается один фотон слабого поля на текущей частоте  $\Omega_2$ , поглощается фотон из импульса накачки  $E_2(z)$  и излучаются фотоны на частотах  $2\omega_2 - \Omega_2$  и  $\Omega_1 = \omega_1$ .

в) Четырехфотонный непараметрический процесс, при котором участвуют оба импульса  $E_1(z)$  и  $E_2(z)$ . Процесс реализуется на разностной частоте  $\omega_1 - \omega_2$ , когда поглощается фотон из импульса  $E_1(z)$  на частоте  $\omega_1$  и фотон на текущей частоте  $\omega_2$  из импульса  $E_2(z)$ , затем излучаются фотоны на частоте  $\Omega_2$  и на текущей частоте  $\Omega_1 = \omega_1 - \omega_2 + \Omega_2$ .

г) Четырехфотонный непараметрический процесс, при котором реализуется схема двухфотонного поглощения. Поглощается по фотону на частотах  $\omega_1$  и  $\omega_2$  из импульсов  $E_1(z)$  и  $E_2(z)$ , соответственно, и излучается по фотону на текущих частотах  $\Omega_2 = \omega_1 + \omega_2 - \Omega_1$  и  $\Omega_1$ .

Математическая структура уравнений, описывающих процессы (а-г) одинакова, они отличаются только коэффициентами. В обобщенной форме все эти уравнения можно записать в виде

$$\frac{\partial a}{\partial z} - iA_1^m a = iA_2^m e^{ir_m z} b, \quad \frac{\partial b}{\partial z} - iB_1^m b = iB_2^m e^{-ir_m z} a. \quad (10)$$

Отсюда видно, что  $A_1^m$  и  $B_1^m$  представляют собой нелинейные показате-

ли преломления для  $a(z)$  и  $b(z)$  – Фурье-компонент слабых амплитуд.  $A_2^m$  и  $B_2^m$  являются нелинейными коэффициентами параметрической связи, а  $r_m$  – нелинейный параметр синхронизма для сильных волн. Решения системы (10) можно представить в экспоненциальной форме  $a(z)$ ,  $b(z) \sim e^{ikz}$ , где  $k$  определяется из характеристического уравнения системы. Он задается следующим выражением:

$$k_{1,2}^m = \frac{1}{2} \left[ (A_1^m + B_1^m - r_m)^2 \pm \sqrt{(r_m + B_1^m - A_1^m)^2 + 4A_2^m B_2^m} \right]. \quad (11)$$

Рассмотрим более подробно структуру подкоренного выражения (11). Оно состоит из параметра синхронизма  $\Delta n = r_m + B_1^m - A_1^m$  и фактора параметрического усиления  $R = 4A_2^m B_2^m$ , которые являются сложными функциями параметров нелинейности  $G_{1,2}$ , расстройек резонанса  $\varepsilon_{12}$  и текущих частот  $\Omega_{1,2}$ . Если при некоторых значениях перечисленных выше параметров выполняется условие  $(\Delta n^2 + R) < 0$ , то показатель экспоненты  $k$  становится комплексным и возможно параметрическое усиление немомохроматической части излучения.

Полученное экспоненциальное усиление фактически связано с вышеперечисленными протекающими в среде параметрическими процессами, которые проходят эффективно при выполнении нелинейного условия фазового синхронизма.

Анализ показывает, что для каждого из процессов (а-г) при фиксированных параметрах нелинейности и расстройках резонанса условие нелинейного синхронизма  $\Delta n = 0$  сводится к нахождению корней некоторого многочлена четвертой степени от переменной  $W_{2,1} = \Omega_{2,1} - \omega_{2,1}$ . Тогда текущие частоты  $\Omega_{2,1}$ , удовлетворяющие условию синхронизма, являются центрами областей усиления, форма и ширина которых определяется значением коэффициентов параметрического усиления  $R$ . Так как многочлен четвертой степени имеет либо два, либо четыре корня, то для каждого из процессов реализуются либо две, либо четыре области усиления. Их расположение и число сложным образом зависят как от параметров нелинейности, так и от расстройек резонанса.

Таким образом, нами получены и проанализированы точные по интенсивности накачки выражения для штарковских сдвигов уровней атома в поле сильных квазимонохроматических волн, а также для их нелинейных показателей преломления и коэффициентов параметрической связи слабых компонент волн. Показано, что в среде имеют место четыре типа многофотонных процессов, приводящие к изменению спектрального состава слабого излучения. Это изменение связано с усилением тех составляющих слабого излучения, частоты которых удовлетворяют условию нелинейного фазового синхронизма. Для каждого из четырех процессов получены точные выражения для коэффициента параметрического усиления.

## ЛИТЕРАТУРА

1. П.А.Апанасевич. Основы теории взаимодействия света с веществом. Минск, Наука и техника, 1977.
2. В.М.Арутюнян, Э.Г.Канецян, В.О.Чалтыкян. ЖЭТФ, **59**, 195 (1970).
3. В.М.Арутюнян, Н.Н.Бадалян, В.В.Ирадян и др. ЖЭТФ, **58**, 37 (1970).
4. Г.Г.Адонц, Э.Г.Канецян. Опт. и спектр., **78**, 199 (1995).
5. G.G.Adonts, E.G.Kanetsian, S.T.Hovsepyan. Optica Applicata, **XXVI**, 81 (1996).
6. В.Е.Мкртчян, В.О.Чалтыкян. Изв. НАН Армении, Физика, **29**, 55 (1994).
7. В.Е.Мкртчян, В.О.Чалтыкян. Изв. НАН Армении, Физика, **30**, 36 (1995).
8. А.В.Купцова. Изв. вузов. Сер. Физика, **N5**, 25 (1999).
9. А.В.Купцова. Журнал прикладной спектроскопии, **67**, 61 (2000).
10. А.В.Тайченачев, А.М.Тумайкин, В.И.Юдин. ЖЭТФ, **110**, 1727 (1996).
11. Т.Я.Карагодова. Опт. и спектр., **81**, 12 (1996).
12. С.Н.Skinner, P.D.Kleiber. Phys. Rev. A, **21**, 151 (1980).
13. Г.Г.Адонц, Л.М.Кочарян, Н.В.Шахназарян. Изв. АН Арм. ССР, Физика, **9**, 306 (1974).
14. Г.Г.Адонц, Л.М.Кочарян, Н.В.Шахназарян. Квант. электрон., **2**, 1395 (1975).
15. В.М.Арутюнян, Г.Г.Адонц, Т.А.Папазян и др. Изв. АН Арм. ССР, Физика, **12**, 338 (1977).
16. А.И.Плеханов, С.Г.Раутиан, В.П.Сафонов и др. Препринт N231, Институт автоматики и электроники, Новосибирск, 1984.
17. М.Л.Тер-Микаелян, М.А.Саркисян. Препринт ИФИ-75-26, Аштарак, 1975.
18. Н.В.Шахназарян. Препринт ЕГУ ПЛРФ-77-07, Ереван, 1977.

### ԱՆԻՐԱՆՈՒՄԻ ՊԱՐԱՄԵՏՐԱԿԱՆ ՓՈԽԱՉԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԵՌԱՄԱԿԱՐԳԱԿ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ

Գ.Գ. ԱԴՈՆՑ, Է.Գ. ԿԱՆԵՑՅԱՆ

Աշխատանքում ուսումնասիրված է կից միջանկյալ մակարդակ ունեցող եռամակարդակ ռեզոնանսային միջավայրում տարածվող երկու ուժեղ քվազիմոնոքրոմատիկ ալիքների սպեկտրալ բաղադրիչների փոփոխությունը: Ցույց է տրված, որ ճառագայթման սպեկտրի լայնացումը պայմանավորված է միջավայրում տեղի ունեցող քառաֆոտոն պարամետրական պրոցեսներով, որոնք էֆեկտիվ տեղի են ունենում ոչ զծային ֆազային սինքրոնիզմի պայմանի կատարման դեպքում: Ստացված և հետազոտված են ճառագայթման ոչ մոնոքրոմատային բաղադրիչի ուժեղացման գործակցի արտահայտությունները, ճշգրտորեն հաշվի առնելով զրգող ալիքի ինտենսիվությունը:

### PARAMETRIC WAVE MIXING IN A THREE-LEVEL MEDIUM

G.G. ADONTS, E.G. KANETSIAN

Parametric modification of the spectral composition of two strong quasimonochromatic waves propagating in a three-level resonant medium with an adjacent level is investigated. It is shown that the broadening of the emission spectrum is caused by four-photon parametric processes, which are effectively realized under the condition of nonlinear phase synchronism. Exact, with respect to the pump wave intensity, expressions for the gain of amplification of the radiation nonmonochromatic component are obtained and analyzed.