

## ВЫНУЖДЕННОЕ РЕЗОНАНСНОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТОВЫХ ВОЛН В ЛАЗЕРНЫХ КРИСТАЛЛАХ С ИНВЕРСИЕЙ НАСЕЛЕННОСТЕЙ

О.Л.Антипов<sup>1)</sup>, С.И.Беляев, А.С.Кужелев

*Институт прикладной физики РАН  
603600 Н.Новгород, Россия*

Поступила в редакцию 23 ноября 1995 г.

Обнаружен новый вид вынужденного рассеяния световых волн в лазерном кристалле Nd:YAG с инверсией населенностей. Рассеяние реализуется для световых волн на резонансной частоте лазерного перехода с малым антистоксовым сдвигом. Показано, что эффект обусловлен возникновением волны населенности метастабильного уровня и связанной с ней бегущей решетки показателя преломления лазерной среды с различной поляризуемостью возбужденных и невозбужденных ионов.

PACS 42.65.Es, 42.65.Vh, 42.50.Fx

Как известно, усиление световых пучков в лазерных средах может сопровождаться их вынужденным рассеянием (ВР). В лазерных кристаллах были обнаружены такие традиционные виды ВР света, как комбинационное рассеяние на оптических фонах, рассеяние Мандельштама–Бриллюэна на гиперзвуке, рассеяние на температурных изменениях показателя преломления, обусловленных поглощением света [1-4]. В настоящей статье мы хотим обратить внимание на существование в лазерных средах с инверсией населенностей иного вида ВР световых волн с резонансной частотой. Механизм этого ВР световой волны связан с ее отражением от бегущей решетки показателя преломления, обусловленной волной населенности метастабильного уровня лазерного перехода.

Возможность такого вынужденного резонансного рассеяния (ВРР) света определяется тем, что восприимчивость многоуровневой лазерной среды имеет действительную часть, не связанную с аномальной дисперсией, а обусловленную различием поляризуемостей возбужденных и невозбужденных частиц (ионов редкоземельных металлов в лазерных стеклах и кристаллах) [5-7]. Различие поляризуемостей возбужденных и невозбужденных активных частиц характеризует различие показателей преломления инвертированной и неинвертированной среды. Поэтому пространственно-периодические изменения (решетка) населенности метастабильного уровня приводят в такой среде к возникновению решетки показателя преломления, на которой может рассеиваться световая волна. Решетка населенности, в свою очередь, индуцируется полем интерференции исходной световой волны и волны рассеяния, нарастающей с уровня шумов. Такой самосогласованный процесс формирования рассеивающей решетки и роста волны рассеяния является необходимым условием развития эффекта ВР.

Рассмотрим эффект ВРР на модели плоской световой волны, распространяющейся в многоуровневой среде, соответствующей лазерному кристаллу Nd:YAG [8], с инверсией населенностей рабочего перехода. Будем считать, что длительность светового импульса намного превосходит время поперечной релаксации рабочего перехода  $T_2$  и времена релаксации нерезонансных переходов, а также больше времени релаксации  $T_1$  населенности метастабильного уровня рабочего

<sup>1)</sup>e-mail: antipov@appl.sci-nnov.ru

перехода. Учтем, что восприимчивость инвертированной среды для электрического поля световой волны на резонансной частоте имеет как мнимую  $\chi_{im}$ , так и действительную части  $\chi_{re}$ .

Рассмотрим, для определенности, эффект обратного рассеяния, когда волна рассеяния распространяется во встречном к исходной волне направлении. Исследуем линейную стадию эффекта ВР, когда интенсивность исходной волны намного превосходит интенсивность волны рассеяния. Тогда изменения амплитуды волны обратного рассеяния  $E_{sc}$  вдоль направления ее распространения в усиливающей среде (вдоль оси  $z$ ) могут быть описаны следующим уравнением

$$2 \frac{\partial E_{sc}}{\partial z} = -ik(\chi_{re} + i\chi_{im}) \left( \frac{E_{sc}}{1 + I_{in}} - \frac{I_{in} E_{sc}}{(1 + I_{in} - i\Omega T_1)(1 + I_{in})} + \Delta N E_{in} \right) - ikP_{sp}, \quad (1)$$

где  $k$  – модуль волнового вектора световой волны в среде;  $\Omega$  – отстройка частоты волны рассеяния от частоты исходной волны, намного меньшая ширины линии резонансного перехода;  $I_{in}$  – интенсивность исходной волны, нормированная на интенсивность насыщения перехода,  $P_{sp}$  – спонтанная поляризация среды;  $\Delta N$  – амплитуда волны флуктуаций населенности с частотой  $\Omega$  и волновым вектором  $q$ .

Первое слагаемое в правой части уравнения (1) описывает обычное усиление световой волны в инвертированной среде, второе – возможное усиление волны рассеяния из-за дифракции (перерассеяния) исходной сильной волны на решетке показателя преломления, обусловленной решеткой разности населенностей, индуцированной полем интерференции этих волн и бегущей вдоль оси  $z$  со скоростью  $\Omega/|q|$ . Последнее слагаемое в правой части уравнения (1) описывает вклад спонтанного рассеяния сильной волны, которое в инвертированной среде обусловлено флуктуациями населенности метастабильного уровня, определяющими флуктуации коэффициента усиления и показателя преломления среды. Полагая, что флуктуации населенности инициируются встречными волнами спонтанного излучения, функцию корреляции амплитуд этих флуктуаций можно выразить через функцию корреляции спонтанной поляризации среды [9], что дает следующую оценку:

$$\langle \Delta N(z, t) \Delta N^*(z', t') \rangle = \epsilon \left( \frac{\pi}{\lambda} \right)^2 \delta(z - z') \delta(t - t') \exp \left( \int_0^z \frac{\alpha}{1 + I_{in}(z')} dz' \right), \quad (2)$$

где  $\epsilon = \left( \frac{h\nu}{\lambda^2 I_{SAT}} \right)^2 \Delta\nu c \Theta$ ;  $h$  – постоянная Планка;  $c$  – скорость света;  $I_{SAT}$  – интенсивность насыщения;  $\Delta\nu$  – ширина линии люминесценции;  $\Theta$  – телесный угол люминесценции в пределах исходного пучка в области усиления;  $\alpha = k\chi_{im}$  – логарифмический ненасыщенный коэффициент усиления. Оценка  $\epsilon$  при характерных для лазерного кристалла Nd:YAG параметрах на длине волны  $\lambda = 1.064$  мкм и телесном угле  $\Theta \approx 10^{-4}$  дает величину  $\sim 10^{-11}$ .

Будем полагать, что волна обратного ВРР стартует с уровня спонтанного рассеяния и внешний сигнал во встречном к исходной волне направлении отсутствует:  $E_{sc}(z = 0) = 0$ . Решение уравнения (1) с таким граничным условием и с учетом оценки (2) для спонтанного рассеяния дает выражение для интенсивности волны обратного ВРР (на границе  $z = l$ ):

$$I_{sc}(l) = \varepsilon \alpha^2 (1 + \beta^2) \exp \left( \int_0^l \frac{\alpha}{1 + I_{in}(z')} dz' \right) \int_0^l \frac{I_{in}(z) \exp(M(z))}{[1 + I_{in}(z)][(1 + I_{in}(z))^2 + (\Omega T_1)^2]} dz, \quad (3)$$

где  $\beta = \chi_{re}/\chi_{im}$ , инкремент  $M(z)$  дается выражением

$$M(z) = \alpha \int_z^l \left( \frac{1}{1 + I_{in}(z')} - \frac{(\beta \Omega T_1 + 1 + I_{in}(z')) I_{in}(z')}{[(1 + I_{in}(z'))^2 + (\Omega T_1)^2][1 + I_{in}(z')]} \right) dz', \quad (4)$$

а изменения интенсивности исходной волны  $I_{in}(z)$  с учетом насыщения ее усиления определяются соотношением

$$\ln \frac{I_{in}(z)}{I_{in}(l)} + I_{in}(z) - I_{in}(l) = \alpha(l - z). \quad (5)$$

Анализ выражения (4) показывает, что инкремент волны рассеяния существенно зависит от величин соотношения действительной и мнимой частей резонансной восприимчивости  $\beta$  и отстройки частоты  $\Omega$ . Наибольший инкремент достигается для волны рассеяния с антистоксовым сдвигом частоты:

$$\Omega = -\frac{1 + I_{in}}{T_1 \beta} (1 + \sqrt{1 + \beta^2}).$$

Зависимости коэффициента усиления волны рассеяния от действительной части восприимчивости, от сдвига частоты  $\Omega$  и от входной интенсивности исходной волны принципиально отличают эффект ВРР от известного эффекта усиления спонтанного шума [10].

Численные исследования выражения (3) с учетом (4), (5) и (2) при характерных в условиях эксперимента с Nd:YAG параметрах позволяют определить пороговую интенсивность исходной световой волны  $I_{in}(l)$ , при которой наблюдается волна рассеяния. В качестве порога наблюдения пучка ВРР мы выбрали такой уровень его интенсивности, который для заданного телесного угла регистрации  $\Theta_r$  (включающего большую часть его мощности) вдвое превосходил интенсивность усиленного спонтанного шума, определяемую выражением [10]

$$I_n \approx \frac{h\nu\pi^2\Delta\nu_r}{\lambda^2\sqrt{\alpha l}} \exp \left( \int_0^l \frac{\alpha}{1 + I_{in}(z')} dz' \right). \quad (6)$$

Используя этот критерий и полагая  $\Theta_r = 10^{-7}$  (что соответствовало условиям эксперимента), мы определили возможность наблюдения эффекта ВРР. На плоскости параметров (интенсивность входной волны, нормированная на интенсивность насыщения,  $I_{in}(l)/I_{SAT}$ ; частотный сдвиг рассеяния  $\Omega T_1$ ) область существования эффекта ВРР ограничена замкнутой кривой, площадь внутри которой уменьшается с уменьшением усиления на длине инвертированной среды (рис.1а). Следует отметить, что при фиксированных параметрах эксперимента интенсивность исходной волны, для которой возможно ВРР, ограничена как сверху, так и снизу. Наличие верхнего ограничения для входной интенсивности отличает эффект ВРР от других видов ВР. Физически существование верхней граничной интенсивности для ВРР связано с тем, что рост решетки населенности, ответственной за рассеяние, ограничивается уменьшением числа инвертированных частиц из-за вынужденных переходов в среднем световом поле сильной исходной волны. Другими словами, эффект ВРР световой волны

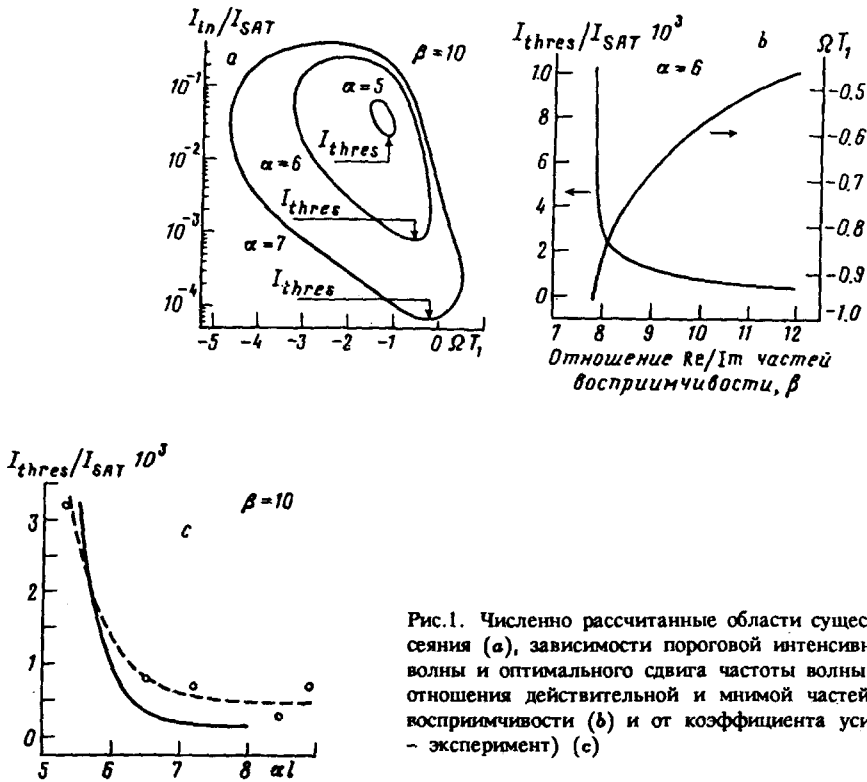


Рис.1. Численно рассчитанные области существования рассеяния (а), зависимости пороговой интенсивности входной волны и оптимального сдвига частоты волны рассеяния от отношения действительной и мнимой частей резонансной восприимчивости (б) и от коэффициента усиления (точки - эксперимент) (с)

в среде с инверсией населенностей ограничивается насыщением ее усиления в среднем световом поле.

Другой важной особенностью эффекта ВРР является необходимость достаточно большого отношения действительной и мнимой частей резонансной восприимчивости  $\beta$  при большом коэффициенте усиления  $\alpha$  по слабому сигналу (рис.1с). В лазерных кристаллах типа Nd:YAG параметр  $\beta$ , определяемый сильным различием поляризуемостей возбужденных и невозбужденных ионов Nd [5,6], составляет, по нашим измерениям интерференционным методом, величину  $\beta \approx 8 \div 12$  [11]. Аналогичное значение этой величины может быть получено из анализа измерений показателя преломления лазерного стекла с Nd с инверсией населенностей [5]. Как следует из результатов численных расчетов, величины  $\beta \approx 8 \div 10$  оказывается вполне достаточно для реализации эффекта ВРР. В этом случае усиление волны рассеяния за счет отражения исходной световой волны от бегущей решетки показателя преломления превосходит снижение коэффициента усиления такой волны рассеяния в минимумах населенности, возникающих в инвертированной среде под действием поля интерференции взаимодействующих световых волн.

Следует отметить, что в модели двухуровневой резонансной среды (с  $\beta = 0$  в центре линии), широко используемой для анализа нелинейных эффектов, рассмотренный эффект ВРР отсутствует даже для исходной световой волны с частотой, не совпадающей с частотой лазерного перехода. Двухуровневая модель резонансной среды предсказывает изменения показателя преломления при насыщении ее рабочего перехода для светового пучка, частота которого  $\nu$  отстроена от центра линии люминесценции  $\nu_r$  [12]. Однако эти изменения

показателя преломления не способны привести к эффекту ВРР света вблизи резонанса из-за малости действительной части восприимчивости по сравнению с ее мнимой частью в области аномальной дисперсии, где  $\beta \approx (\nu - \nu_r)T_2 \approx 1$ . Вдали же от резонанса возможности наблюдения ВРР ограничены малостью коэффициента усиления, убывающего пропорционально  $(\nu - \nu_r)^{-2}$ .

Экспериментально эффект ВРР исследовался в лазерных кристаллах Nd:YAG. Пучок квазинепрерывного Nd:YAG-лазера мощностью до 0.5 Вт проходил через изолятор Фарадея (с коэффициентом неразвязки  $10^{-3}$ ) и последовательно направлялся в три Nd:YAG-усилителя с ламповой накачкой. В усилителях использовались Nd:YAG-стержни с 1%-й концентрацией ионов Nd. Длительность импульса ламповой накачки усилителей составляла  $0.6 \div 0.7$  мс, а суммарный логарифмический коэффициент усиления по слабому сигналу  $\alpha l$  в максимуме варьировался от 3.0 до 9.0 ( $\alpha = 0.4 \text{ см}^{-1}$ ,  $l = 23 \text{ см}$ ).

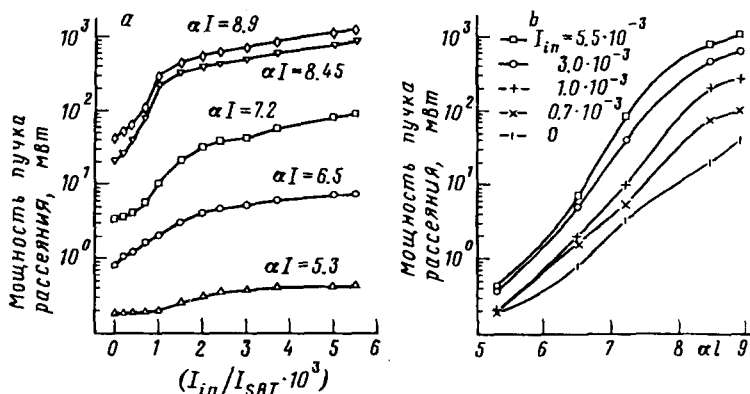


Рис.2. Зависимости мощности пучка рассеяния от интенсивности входного пучка (а) и коэффициента усиления (б)

В такой схеме наблюдался пучок обратного рассеяния, когда мощность исходной волны превышала некоторый пороговый уровень, зависящий от суммарного коэффициента усиления в инвертированных стержнях. С ростом коэффициента усиления стержней и увеличением мощности входной волны мощность пучка рассеяния с поляризацией, совпадающей с поляризацией исходной волны, возрастала (рис. 2). Максимальная мощность пучка рассеяния в 4 раза превосходила мощность исходного пучка и более чем на 2 порядка превышала мощность усиленного спонтанного излучения. Доля мощности пучка рассеяния с ортогональной поляризацией, возникающей из-за деполаризации света в лазерных стержнях, составляла  $6 \div 8\%$ .

Измерения спектра пучка рассеяния с помощью интерферометра Фабри-Перо показали, что этот спектр совпадает со спектром исходного пучка с точностью  $0.02 \text{ см}^{-1}$ , следовательно, величина возможного частотного сдвига ВР не превышает  $0.02 \text{ см}^{-1}$ . Поэтому, регистрируемое рассеяние не является ни ВКР, ни обратным ВТР или ВРМБ в кристалле Nd:YAG, поскольку все эти ВР имеют большие частотные сдвиги. Предсказанный теорией малый частотный сдвиг волны ВРР  $\Omega \approx (0.2 \div 1)/T_1 \approx 0.8 \div 4 \text{ кГц}$  (рис.1б) много меньше ширины спектра одной продольной моды излучения задающего лазера и меньше ширины спектра ВРР  $\Delta\Omega \sim 2/T_1 \approx 8 \text{ кГц}$ , поэтому его измерение интерференционными методами затруднено.

Высокое оптическое качество использованных в экспериментах лазерных кристаллов делает невозможной интерпретацию регистрируемого пучка линейным рассеянием на микро неоднородностях и дефектах кристаллической решетки. Характер экспериментальных зависимостей также подтверждает нелинейную природу рассеяния.

Пороговый уровень мощности входной волны, необходимый для наблюдения пучка рассеяния, снижался с ростом суммарного коэффициента усиления  $\alpha l$  (рис.1с). Сравнение экспериментальной и теоретически рассчитанной зависимости пороговой мощности от усиления  $\alpha l$  дает хорошее совпадение при  $\beta = 10$ .

С помощью электронно-оптического преобразователя регистрировалась также пространственная структура пучка, обратного ВРР. В зависимости от диаметра исходного пучка в Nd:YAG-стержне и коэффициента усиления пучок рассеяния имел либо однородную, либо спекл-неоднородную пространственные структуры. Форма пучка рассеяния существенно усложнялась при большем усилении и диаметре входного пучка. Расходимость однородного пучка рассеяния составляла  $\sim 8 \cdot 10^{-4} \div 2 \cdot 10^{-3}$ , что в 2 – 3 раза превосходило расходимость исходного пучка. В то же время, расходимость усиленного спонтанного шума, определяемая "углом видения" усилительной системы, была существенно большей,  $\sim 10^{-2}$ .

Таким образом, результаты экспериментов и теоретические оценки говорят о существовании еще одного вида ВР света в лазерных кристаллах Nd:YAG-рассеянии на решетках показателя преломления, обусловленных решетками населенностей инвертированной среды. ВРР реализуется для световых волн на резонансной частоте и имеет малый антистоксов сдвиг. Оно проявляется при интенсивностях исходного света, больших некоторого порогового значения, но намного меньших интенсивности насыщения лазерного перехода. Поэтому такое ВР необходимо принимать во внимание при разработке твердотельных лазерных систем. Проведенное рассмотрение показывает, что механизм эффекта ВРР в кристаллах Nd:YAG является достаточно универсальным и такое ВР может иметь место в других лазерных средах с инверсией населенностей.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 94-02-04075-а) и Международного научного фонда Сороса (грант NOK 000/300).

- 
1. N.Blombergen, Amer. J. Phys. **35**, 989 (1967).
  2. В.Н.Луговой, *Введение в теорию вынужденного комбинационного рассеяния*, М.: Наука, 1968.
  3. В.С.Старунов, И.Л.Фабелинский, УФН **98**, 441 (1969).
  4. Б.Я.Зельдович, И.И.Собельман, УФН **101**, 3 (1970).
  5. E.P.Riedel and G.D.Baldwin, Appl. Phys. **38**, 2720 (1967).
  6. Н.А.Анисимов, Г.Л.Конончук, ФТТ **10**, 3150 (1968).
  7. В.С.Бутылкин, А.Е.Каплан, Ю.Г.Хронопуло, Е.И.Якубович, *Резонансные взаимодействия света с веществом*, М.: Наука, 1977.
  8. А.А.Каминский, *Лазерные кристаллы*, М.: Наука, 1975.
  9. С.Н. Henry, J. of Light Techn. LT-4, 288 (1986).
  10. G.J.Linford et al., Appl. Opt. **13**, 379 (1974).
  11. O.L.Antipov, S.I.Belyaev, and A.S.Kuzhelev, *Phase conjugator of the light beams based on Nd:YAG-rod with the reciprocal feedback*, Tech. digest of the Advance Solid-State Lasers Topical Meeting, 1996, paper ThD5 (to be published).
  12. R.Hellwarth, J.Chelrow, and T.Yang, Phys. Rev. B-11, 964 (1975).