

ЛАЗЕРНЫЙ КРИСТАЛЛ С НЕВЗАИМНОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ КАК ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ЗЕРКАЛО, САМООБРАЩАЮЩЕЕ ВОЛНОВОЙ ФРОНТ СВЕТОВОГО ПУЧКА

О.Л.Антипов, С.И.Беляев, А.С.Кужелев

Институт прикладной физики РАН

603600, Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 28 июня 1994 г.

Реализован эффект параметрического самообращения волновых фронтов световых пучков в кристалле Nd:YAG с инверсией населенностей. Параметрическая генерация развивалась в поле ортогонально поляризованных взаимно некогерентных световых волн: падающей на лазерный кристалл и прошедшей петлю обратной связи. Показано, что для достижения самообращения волнового фронта светового пучка в лазерном кристалле необходимы фазовая и амплитудная невязанности обратной связи.

Как известно, усиление световых пучков в резонансных средах с инверсией населенностей может сопровождаться нелинейно-оптическими эффектами, приводящими к изменениям их волновых фронтов. Один из таких эффектов, обращение волнового фронта светового пучка, в инвертированных резонансных средах ранее был реализован при четырехволновом взаимодействии в поле взаимно сопряженных пучков накачки [1, 2]. В последние годы обсуждается еще одна возможность генерации светового пучка с обращенным к исходному волновым фронтом – в резонаторе с "голографическим зеркалом", возбуждаемым за счет насыщения усиления лазерного кристалла в поле интерференции пучков накачки, падающего и прошедшего через резонатор [3, 4]. Однако для реализации последнего эффекта пучки накачки должны быть взаимно когерентными.

В настоящем письме впервые сообщается об исследованиях эффекта самообращения волнового фронта (само-ОВФ) светового пучка в инвертированном лазерном кристалле с невязанной обратной связью (ОС). Сущность эффекта параметрического само-ОВФ, обнаруженного впервые в средах со стрикционной [5] и фоторефрактивной [6] нелинейностями, заключается в том, что пересекающиеся в нелинейной среде (в общем случае взаимно некогерентные) световые пучки, падающий и прошедший по петле ОС, участвуют в процессе совместного вынужденного рассеяния, в результате которого генерируются волны с обращенными к накачкам волновыми фронтами. Возможность параметрической генерации в резонансной среде с инверсией населенностей (для световых импульсов с длительностью, намного превышающей время поперечной релаксации лазерного перехода) связана с возбуждением решеток населенностей, индуцируемых полями интерференции волн накачки E_0^\pm и люминесценции E_1^\pm , и совместным рассеянием пучков накачки на этих решетках. Однако полной аналогии между процессами параметрической генерации в инвертированной резонансной среде и вынужденным рассеянием в средах с нелинейностями показателя преломления не существует. Действительно, в инвертированной резонансной среде в максимумах интерференции световых волн образуются минимумы разности населенностей. Поэтому волна люминесценции, коррелированная с максимумами интерференции света, усиливается

при распространении менее, чем волны, некоррелированные с полем интерференции. Другими словами, между возбуждением решеток населенностей и нарастанием волн люминесценции при рассеянии волн накачки на этих решетках устанавливается отрицательная ОС и параметрическая генерация при совместном рассеянии некогерентных пучков представляется невозможной. И все же в инвертированной резонансной среде существует возможность установления положительной ОС между нарастанием волн люминесценции E_1^+ (и E_1^-) и рассеянием волн накачки E_0^+ (и E_0^-) на решетках населенностей δn^- (и δn^+), индуцируемых полем интерференции другой пары световых волн: $\delta n^- \sim E_0^- E_1^-$ (и $\delta n^+ \sim E_0^+ E_1^+$). Как будет показано ниже, такая возможность реализуется в лазерном кристалле с невзаимной ОС.

Рассмотрим двухуровневую среду с инверсией населенностей, в которой пересекаются под малым углом ($\theta \ll 1$) плоские волны накачки E_0^+ и E_0^- (падающая и прошедшая петлю ОС) с ортогональными поляризациями. Исследуем условия нарастания волн люминесценции E_1^+ и E_1^- , которые распространяются навстречу волнам накачки E_0^- и E_0^+ , соответственно, и имеют одинаковые поляризации с попутными к ним накачками (рис.1). Будем полагать, что длительность светового импульса (τ_p) намного превосходит времена продольной

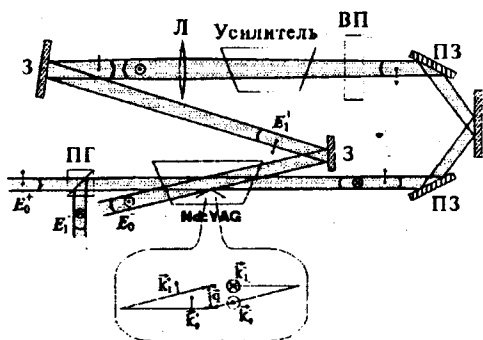


Рис.1. Схема эксперимента (ПГ - призма Глана, Nd:YAG - стержень, ПЗ - поляризационные зеркала, З - алюминиевые зеркала, ВП - вращатель поляризации, Л - линза) и диаграмма волновых векторов и поляризаций волн накачки E_0^+ и E_0^- и генерации E_1^+ и E_1^- .

(T_1) и поперечной (T_2) релаксаций двухуровневой среды ($\tau_p \gg T_2$ и $\tau_p > T_1$). Тогда на пороге параметрической генерации ($|E_0^\pm| \gg |E_1^\pm|$) система уравнений Максвелла-Блоха может быть представлена в виде

$$\begin{cases} \pm 2 \frac{\partial E_1^\pm}{\partial z} = \frac{\alpha E_1^\pm I_s}{|E_0^+|^2 + |E_0^-|^2} + \alpha n E_0^\pm, \\ \pm 2 \frac{\partial E_0^\pm}{\partial z} = \frac{\alpha E_0^\pm I_s}{|E_0^+|^2 + |E_0^-|^2}, \\ T_1 \frac{\partial n}{\partial t} + n = - \frac{E_0^{+*} E_1^+ + E_0^{-*} E_1^-}{I_s + |E_0^+|^2 + |E_0^-|^2} - n \frac{|E_0^+|^2 + |E_0^-|^2}{I_s}, \end{cases} \quad (1)$$

где α - логарифмический коэффициент усиления инвертированной среды по слабому сигналу, I_s - интенсивность насыщения, n - комплексная амплитуда решетки разности населенностей, нормированная на стационарную разность населенностей.

Условия на границе $z = \ell$ резонансной среды связывают комплексные амплитуды вышедших из стержня и прошедших петлю ОС волн:

$$\begin{aligned} E_0^-(z=l) &= E_0^+(z=l) \tau_0 \exp(i\varphi_0), \\ E_1^-(z=l) &= E_1^+(z=l) \tau_1 \exp(i\varphi_1). \end{aligned} \quad (2)$$

Предположим также, что на входе инвертированной среды существует слабая (затравочная) волна, а решетка разности населенностей в начальный момент времени отсутствует:

$$E_1^+(z=0) \ll 1, \quad n(t=0) = 0. \quad (3)$$

Решение системы уравнений (1) с условиями (2), (3) в приближении заданных интенсивностей волн накачки $|E_0^+|^2/I_s = \text{const} = I^+$ и $|E_0^-|^2/I_s = \text{const} = I^- = R_0 I^+$ (где $R_0 = \tau_0^2$) дает нарастание волны люминесценции (вблизи порога параметрической генерации) на выходе $E_1^-(z=0)$ с инкрементом

$$\begin{aligned} M(t) &= \left(\frac{\alpha l I^+ (1 - R_0)}{1 + I^+ (1 + R_0)} \text{Re} \left[\ln^{-1} \left(\frac{r_0 r_1 \exp(i(\varphi_1 - \varphi_0)) + R_0}{r_0 r_1 \exp(i(\varphi_1 - \varphi_0)) + 1} \right) \right] - \right. \\ &\quad \left. - 1 - I^+ (1 + R_0) \right) \frac{t}{T_1}. \end{aligned} \quad (4)$$

Выражение (4) может быть положительным в том случае, когда усиление волны люминесценции в петле ОС намного больше усиления накачки $\tau_1 \gg \tau_0$, а разность фазовых набегов волн накачки и люминесценции $\varphi_1 - \varphi_0$ превышает $\pi/2$ (наибольший инкремент возможен при $\varphi_1 - \varphi_0 = \pi$). Тогда, при фиксированных усилениях в резонансной среде и в петле ОС, существует интервал интенсивностей волны накачки I^+ , в пределах которого возможна параметрическая генерация (рис.2). При интенсивностях накачки I^+ , больших нижней границы пороговой кривой, происходит более быстрое нарастание решетки разности населенностей δn под действием поля интерференции света, чем ее затухание вследствие поперечной релаксации со временем T_1 . Верхняя же граница пороговой интенсивности накачки обусловлена насыщением усиления всех волн и увеличением скорости релаксации решетки разности населенностей при индуцированном излучении в сильном среднем световом поле. Следует отметить, что указанные процессы приводят к появлению порогового значения коэффициента усиления инвертированной среды αl , ниже которого генерация не возникает ни при каких интенсивностях.

Таким образом, для реализации параметрической генерации в инвертированной резонансной среде необходимы фазовая и амплитудная невзаимности петли ОС. Фазовая невзаимность $\varphi_1 - \varphi_0 = \pi$ приводит к сдвигу решеток интерференции волн накачки и люминесценции $E_0^+ E_1^+$ и $E_0^- E_1^-$ между собой в пространстве на полпериода. Пространственный сдвиг решеток приводит в свою очередь к тому, что волна накачки E_0^- , рассеиваясь на решетке разности населенностей $\delta n^+ = E_0^+ E_1^+$, усиливает обращенную волну E_1^- , которая коррелирована с минимумами поля интерференции $E_0^+ E_1^+$. Такая волна E_1^- , снимающая избыточную инверсию в максимумах решетки разности населенностей δn^+ , будет иметь преимущество в усилении по сравнению с остальными волнами люминесценции.

Усиление световых волн в петле ОС обеспечивает различие полей их интерференции: при $r_0 r_1 > 1$ амплитуда решетки волн, бегущих к выходу $E_0^- E_1^-$, превосходит амплитуду решетки волн, бегущих в обратном направлении $E_0^+ E_1^+$. Различие амплитуд световых полей интерференции, находящихся

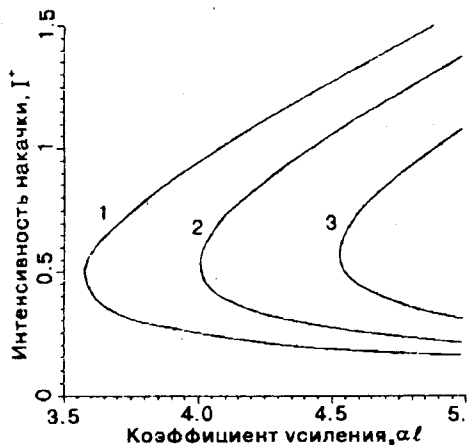


Рис.2. Зависимость пороговой интенсивности пучка накачки от логарифмического коэффициента усиления "нелинейного стержня" αl при различных усилениях в петле ОС: $R_1 = 30$, $R_0 = 1,1$ (1); $R_1 = 25$, $R_0 = 0,9$ (2); $R_1 = 21$, $R_0 = 0,75$ (3)

между собой в противофазе, препятствует взаимному гашению решеток разной населенностей δn^+ и δn^- , индуцируемых этими полями. Различие же усиления волн генерации и накачки в петле ОС, $\tau_1 \gg \tau_0$ (амплитудная невязанность), препятствует быстрой релаксации решеток δn^\pm из-за индуцированных переходов в сильном среднем поле встречной волны накачки E_0^- .

В наших экспериментах фазовая и амплитудная невязанности петли ОС реализовались с помощью вращателя поляризации (ВП) - кварцевой пластины и поляризационных зеркал (ПЗ на рис.1). Световые волны, распространяющиеся с противоположных сторон через кварцевую пластину с активным вращением плоскости поляризации и имеющие до прохождения одинаковые орты поляризации, после прохождения через вращатель имели противоположно направленные орты поляризации, ортогональные первоначальным. Поэтому волны накачки и генерации, имеющие на выходе "нелинейного" Nd:YAG-стержня одинаковые поляризации $E_0^+ \uparrow \uparrow E_1^+$, после прохождения петли ОС во встречных направлениях имели на входе в тот же стержень противонаправленные орты поляризации $E_0^- \uparrow \downarrow E_1^-$, что соответствовало разнице их фазовых набегов в петле, $\varphi_1 - \varphi_0 = \pi$.

Наличие в схеме поляризационных зеркал наряду с вращателем поляризации обеспечивало также различие в коэффициентах прохождения волн, распространяющихся в противоположных направлениях по петле ОС. Волна накачки, поляризованная в плоскости падения на поляризационные зеркала, слабо отражалась этими зеркалами (суммарный коэффициент отражения для волны накачки от двух ПЗ составлял $0,005 \div 0,01$). Распространяющаяся в противоположном направлении по петле ОС волна генерации, поляризованная так же, как накачка на выходе Nd:YAG-стержня, после прохождения через вращатель имела поляризацию, перпендикулярную плоскости падения поляризационного зеркала. Поэтому такая волна имела высокий коэффициент отражения от системы зеркал ($\sim 0,95 \div 0,97$).

Наличие в схеме усилителя (двух оптически накачиваемых Nd:YAG-стержней с суммарным коэффициентом усиления по мощности $700 \div 1500$), одинаково усиливающего свет с любой поляризацией, позволяло скомпенсировать потери в схеме и обеспечивало коэффициенты прохождения по петле для волны генерации $R_1' \sim 2 \div 7$ и накачки $R_0' \sim 0,1 \div 0,2$ (с учетом усиле-

ния волн на половине длины обрабатывающего Nd:YAG-стержня коэффициенты прохождения R_1 и R_0 , соответствующие теории, составляли $R_1 \approx 10 \div 120$ и $R_0 \approx 0,5 \div 6,0$.

В экспериментах импульс задающего Nd:YAG-лазера, сформированный с помощью механического прерывателя из непрерывного излучения, имел длительность $0,6 \div 1,0$ мс. Пучок излучения этого лазера проходил через поляризационный вентиль, состоящий из вращателя Фарадея на постоянном магните и двух призм Глана, и направлялся в Nd:YAG-стержень, накачиваемый с помощью газоразрядных ламп. Вышедший из лазерного кристалла пучок после прохождения петли ОС вновь направлялся в "нелинейный" стержень под углом $\theta \approx 0,01$ к направлению точно назад. Оптические накачки "нелинейного" стержня и петлевого усилителя были синхронизованы во времени с падающим лазерным импульсом.

Регистрировались мощность и энергия отраженных назад пучков. С помощью электро-оптического преобразователя и поляризационного клина исследовались их пространственные структуры в разных поляризациях. При превышении входной мощности светового гауссова пучка и коэффициентов усиления "нелинейного" стержня и усилителя в петле ОС некоторых пороговых уровней наблюдалась генерация обращенного пучка с поляризацией, ортогональной поляризации входной волны. Пороговый уровень логарифмического коэффициента усиления "нелинейного" стержня по мощности в зависимости от усиления в петле и мощности обрабатываемого пучка составлял $4,1 \div 4,3$ (рис. 3а). Пороговая мощность входной волны в свою очередь зависела от коэффициентов усиления всех усилителей и составляла $0,02 \div 0,1$ Вт (рис. 3б), что соответствовало интенсивности накачки в области нелинейного взаимодействия $I_0^+ \approx 20 \div 100$ Вт/см². Коэффициент отражения обращенной волны, измеряемый в пределах $1,2 \div 1,5$ дифракционных углов исходного пучка, достигал по пиковой мощности $K_{PC} \approx 3000 \div 4000$, а по энергии $500 \div 1000$.

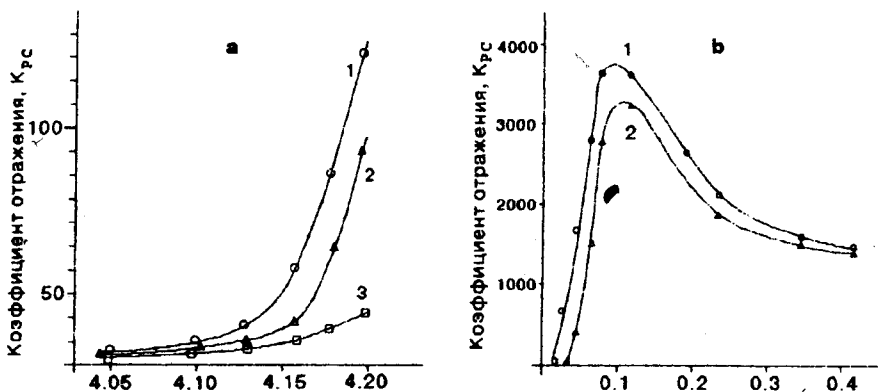


Рис. 3. Зависимости коэффициента отражения обращенного пучка от логарифмического коэффициента усиления (а), при $R_1 \approx 35$, $R_0 \approx 0,3$ и входных мощностях $0,23$ Вт (1); $0,34$ Вт (2); $0,46$ Вт (3) и входной мощности (б) при $\alpha l \approx 4,5$ и $R_1 \approx 110$, $R_0 \approx 1$ (1); $R_1 \approx 80$, $R_0 \approx 0,7$ (2).

Пространственная структура волны генерации при не слишком больших коэффициентах усиления петлевых усилителей оставалась близкой к струк-

туре обращенного гауссова пучка. Уровень необращенного фона составлял по интенсивности $\sim 0,001 \div 0,01$ от интенсивности обращенной волны. Но при самовозбуждении схемы, характерной для больших превышений петлевого усиления над порогом параметрической генерации ($R_1 \geq 100$), фоновая засветка вблизи обращенного пучка увеличивалась в $10 \div 100$ раз.

В экспериментах проверялась также возможность компенсации фазовых искажений, вносимых во входную волну с помощью фазового аббератора. Для не слишком сильного аббератора, увеличивающего расходимость накачки в $3 \div 4$ раза, с прежней схемой оптического тракта петли ОС удавалось получить генерацию обращенной волны, компенсирующей на обратном проходе вносимые искажения.

Таким образом, наши исследования показали возможность реализации эффекта само-ОВФ световых пучков в лазерных стержнях с инверсией населенностей и петлей ОС с фазовыми и амплитудными невязками. Обращатель на основе инвертированных лазерных кристаллов обладает низкой пороговой мощностью, большим коэффициентом отражения и представляется перспективным для квазинепрерывного излучения с высокой средней мощностью.

Настоящая работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант N 94-02-04075-a).

-
1. A.Tomita, Appl. Phys. Lett. **34**, 463 (1979).
 2. R.A.Fisher and B.J.Feldman, Opt. Lett. **4**, 140 (1979).
 3. И.М.Бельдюгин, М.Г.Галушкин, Е.М.Земсков, Квантовая электроника, **11**, 887 (1984).
 4. M.J.Damzen, R.P.M.Green, and G.J.Crofts, Opt. Lett. **19**, 34 (1994).
 5. В.И.Одинцов, Л.П.Рогачева, Письма в ЖЭТФ **36**, 281 (1982).
 6. M.Croning-Golomb, B.Fischer, G.O.White et al., Appl. Phys. Lett. **41**, 689 (1982).