

Временная эволюция импульса когерентного вынужденного излучения в трехуровневой системе в кристалле $\text{LaF}_3 : \text{Pr}^{3+}$

А.И.Агафонов, Г.Г.Григорян, Н.В.Знаменский, Э.А.Манькин, Ю.В.Орлов, Е.А.Петренко, А.Ю.Шашков

Исследованы временные характеристики когерентного вынужденного излучения на переходе ${}^3P_0 - {}^3H_6$ иона Pr^{3+} , введенного в матрицу LaF_3 , при перестройке частоты накачки в окрестностях перехода ${}^3H_4 - {}^3P_0$. Установлено, что при точной настройке в резонанс импульс генерации, состоящий из цуга пикосекундных пиков суммарной длительностью около 10 нс, был задержан относительно начала импульса накачки на 3–4 нс. С увеличением расстройки наблюдалось изменение формы импульса когерентного вынужденного излучения и увеличение его задержки до 10 нс. Предложена теоретическая интерпретация наблюдаемых экспериментальных результатов.

Ключевые слова: динамика излучения, когерентное вынужденное излучение, оптическая накачка.

Когерентное резонансное возбуждение кристалла $\text{LaF}_3 : \text{Pr}^{3+}$ на переходе ${}^3H_4 - {}^3P_0$ иона Pr^{3+} , впервые реализованное в [1], экспериментально изучалось в целом ряде работ [2–5]. Было установлено, что при когерентной оптической накачке этого перехода в кристалле генерируется вынужденное излучение на смежном переходе ${}^3P_0 - {}^3H_6$, обладающее рядом интересных особенностей, которые отсутствуют при некогерентном возбуждении. В частности в [2] было продемонстрировано, что при достаточно большом превышении мощности накачки над пороговой мощностью импульс генерации состоял из двух пиков длительностью не более 1 нс каждый, которая определялась разрешающей способностью регистрирующей аппаратуры. В работе [3] было показано, что возникновение генерации на переходе ${}^3P_0 - {}^3H_6$ существенно влияет на развитие стимулированного фотонного эха в кристалле $\text{LaF}_3 : \text{Pr}^{3+}$. Наконец, сравнительно недавно при когерентном возбуждении перехода ${}^3H_4 - {}^3P_0$ иона Pr^{3+} в матрице LaF_3 было обнаружено сверхизлучение на переходах ${}^3P_0 - {}^3H_4(0)$ и ${}^3P_0 - {}^3H_6(1)$ [4, 5], которое можно рассматривать как альтернативу лазерной генерации на переходе ${}^3P_0 - {}^3H_6$.

В настоящей работе детально изучены временные характеристики вынужденного излучения на переходе ${}^3P_0 - {}^3H_6$, возникающего при когерентном возбуждении кристалла $\text{LaF}_3 : \text{Pr}^{3+}$ на переходе ${}^3H_4 - {}^3P_0$. В отличие от [2] эти исследования выполнены с пикосекундным временным разрешением.

Источником оптической накачки являлся лазер на органических красителях (ЛК) с перестраиваемой частотой, возбуждаемый эксимерным ХеСl-лазером. С помощью длиннофокусной линзы ($f = 50$ см), суживающей поперечный размер светового пучка до 0.5×0.5 мм, лазерное излучение фокусировалось в кристалл $\text{LaF}_3 : \text{Pr}^{3+}$ толщиной 2 мм с плоскопараллельными полированными гра-

нями (атомная концентрация ионов Pr^{3+} составляла 1 %). Кристалл помещался в гелиевый криостат, способный термостатировать образец в диапазоне от 4.2 К до комнатной температуры.

С помощью трех световодов падающее на кристалл и прошедшее через него излучение накачки, а также возбуждаемое в нем вынужденное когерентное излучение направлялось на времяанализирующую щель электронно-оптической камеры «Агат». Ее временное разрешение зависело от выбранной скорости развертки и могло достигать 2–3 пс. Камера запускалась оптическим датчиком, на который с выхода лазера на красителе направлялось 4 % интенсивности излучения генерации. При таком способе включения нестабильность запуска была минимальной, т. к. она определялась только джиттером времени срабатывания электронной схемы камеры и позволяла работать с максимальными скоростями развертки. Задержка начала развертки камеры относительно запускающего импульса составляла 80 нс, поэтому для ее компенсации возбуждающее излучение от ЛК проходило оптическую линию задержки и только потом направлялось на кристалл.

Спектральные характеристики излучения исследовались с помощью дифракционного спектрографа ДФС-452 и интерферометра Фабри–Перо с областью дисперсии 0.25 см^{-1} и аппаратной полушириной 0.004 см^{-1} .

В выполненных экспериментах частота генерации лазера на красителе ω_L перестраивалась в пределах неоднородной ширины линии $\Delta\omega_0/(2\pi c)$ перехода ${}^3H_4 - {}^3P_0$ ($\omega_L/(2\pi c) = 20930.1 \text{ см}^{-1}$) иона Pr^{3+} , составляющей при $T = 4.2$ К величину $\sim 1.8 \text{ см}^{-1}$. Спектральная ширина линии генерации $\Delta\omega_L/(2\pi c)$ не превышала 0.06 см^{-1} . Импульс лазерной генерации имел колоколообразную форму с шириной по основанию $\tau_L = 15$ нс, что значительно меньше времен продольной (T_1) и поперечной (T_2) релаксации для перехода ${}^3H_4 - {}^3P_0$ при гелиевых температурах, составляющих соответственно 47 и 2.4 мкс. Интенсивность излучения накачки I_L на входе в кристалл определялась лучевой прочностью последнего и могла достигать $\sim 40 \text{ МВт/см}^2$, что соответствует площади импульса $\Theta_L \approx 1.5\pi$.

А.И.Агафонов, Г.Г.Григорян, Н.В.Знаменский, Э.А.Манькин, Ю.В.Орлов, Е.А.Петренко, А.Ю.Шашков. РНЦ «Курчатовский институт», Россия, 123182 Москва, пл. Курчатова, 1; e-mail: nvz@kiae.ru

Поступила в редакцию 13 января 2004 г., после доработки – 15 июня 2004 г.

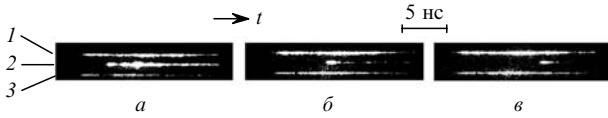


Рис.1. Хронограммы падающего на кристалл (1) и прошедшего через него (3) возбуждающего излучения, а также когерентного вынужденного излучения (2) при $\Delta\omega/(2\pi c) = 0$ (а), 0.10 (б) и 0.18 см^{-1} (в). Временное разрешение не хуже 100 пс.

Уже при интенсивности $I_L \approx 20$ $\text{МВт}/\text{см}^2$ на выходе из кристалла наблюдалось когерентное вынужденное излучение, частота которого $\omega_g/(2\pi c) = (16708.6 \pm 0.1)$ см^{-1} соответствовала частоте перехода ${}^3P_0 - {}^3H_6$. Оно возбуждалось как в прямом, так и в обратном направлении, распространялось по лучу накачки и имело спектральную ширину $\Delta\omega_g/(2\pi c) \approx 0.04$ см^{-1} . Вынужденное излучение генерировалось при перестройке ω_L в пределах неоднородной ширины перехода ${}^3H_4 - {}^3P_0$ и наблюдалось вплоть до $T = 25$ К.

На рис.1 приведены временные развертки падающего на кристалл и прошедшего через него возбуждающего излучения, а также когерентного вынужденного излучения. Рис.1,а соответствует точной настройке ω_L в резонанс с частотой перехода ${}^3H_4 - {}^3P_0$. На рис.1,б,в расстройки $\Delta\omega/(2\pi c)$ от резонанса составляют соответственно 0.10 и 0.18 см^{-1} . Хорошо видно, что при $\Delta\omega/(2\pi c) = 0$ импульс вынужденного излучения состоит из цуга пиков с длительностью по полувысоте 0.7 нс и интервалом между ними ~ 1.5 нс. При этом задержка между накачкой и началом развития генерации минимальна и составляет ~ 4 нс. В этих условиях излучение накачки, прошедшее через кристалл, тоже имеет пиковую, хотя и нерегулярную, структуру. Следует отметить, что появление такой структуры обусловлено когерентным характером взаимодействия лазерного излучения с веществом [6] и ранее наблюдалось в аналогичных экспериментах при использовании в качестве рабочей среды паров щелочных металлов [7]. С увеличением расстройки $\Delta\omega/(2\pi c)$ как в коротковолновой, так и в длинноволновой области время задержки импульса генерации относительно импульса накачки увеличивалось до 10 нс, а его суммарная длительность уменьшалась до 2 нс, что хорошо видно из рис.1,б,в.

Теоретический анализ полученных результатов проводился на основе самосогласованной системы уравнений Максвелла–Блоха, описывающей поведение трехуровневой системы с Λ -конфигурацией уровней (рис.2), находящейся под воздействием светового поля, частота которого ω_L совпадает с частотой перехода $|1\rangle - |3\rangle$. При этом генерация развивается на смежном переходе $|2\rangle - |3\rangle$. Предполагается, что $\mu_{12} \ll \mu_{13}$ (μ – матричный дипольный элемент соответствующего перехода) и $\tau_L \ll T_2 \ll T_1$, т.е. выполняется условие когерентного возбуждения. Также считается, что толщина рабочей среды l много меньше оптической длины импульса $c\tau_L$. Последнее обстоятельство позволяет не рассматривать простран-

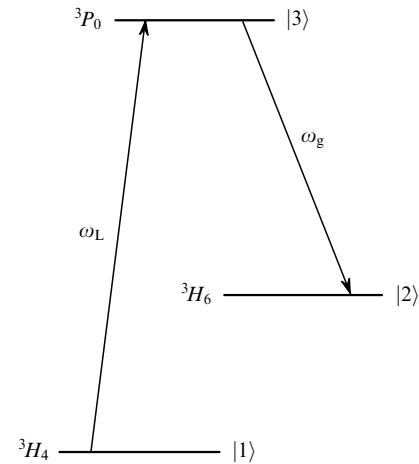


Рис.2. Схема уровней иона Pr^{3+} в матрице LaF_3 .

ственную производную в волновом уравнении Максвелла, заменив ее характерным временем распространения световой волны в кристалле $T_p = l/c$.

Самосогласованная система уравнений Максвелла–Блоха решалась численно методом Рунге–Кутты 4-го порядка. Было установлено, что при выполнении условий

$$\frac{T_2}{T_p} < \alpha \ll 1 \quad \text{и} \quad \omega_R < \frac{\alpha}{T_p}, \quad (1)$$

где $\alpha = 2\pi\omega_{23}N_0\mu_{23}^2T_2T_p/\hbar$, а ω_R – частота Раби на переходе $|1\rangle - |3\rangle$, наблюдается моноимпульсный режим генерации с характерной длительностью $t_g \sim (2\pi\omega_{23}N_0\mu_{23}^2/\hbar)^{-1/2}$. Если же $\alpha \gg 1$ и $\omega_R > \alpha/T_p$, имеет место многоимпульсный режим генерации на переходе $|2\rangle - |3\rangle$, продолжающийся до полного опустошения уровня $|3\rangle$ в конце каждого отдельного импульса.

При малых интенсивностях импульса накачки генерация развивается на его хвосте, а с ростом I_L происходит разбиение импульса вынужденного излучения на несколько субимпульсов и смещение их к началу импульса возбуждающего лазера.

Таким образом, предложенная модель качественно хорошо описывает временные особенности генерации на переходе ${}^3H_6 - {}^3P_0$, возникающей при когерентном резонансном возбуждении перехода ${}^3H_4 - {}^3P_0$.

1. Kichinski R., Hartman S.R. *AIP Conf. Proc.*, **146**, 417 (1986).
2. Манькин Э.А., Белов М.Н., Евсин О.А. и др. *Труды ФТИАН*, **2**, 84 (1991).
3. Манькин Э.А., Знаменский Н.В., Марченко Д.В., Петренко Е.А. *Письма в ЖЭТФ*, **54** (3), 172 (1991).
4. Zuikov V.A., Kalachev A.A., Samartsev V.V., Shegeda A.M. *Laser Phys.*, **9** (4), 951 (1999).
5. Zuikov V.A., Kalachev A.A., Samartsev V.V., Shegeda A.M. *Laser Phys.*, **10** (1), 364 (2000).
6. Полуэтов И.А., Попов Ю.М., Ройтберг В.С. *Квантовая электроника*, **2** (6), 1147 (1975).
7. Знаменский Н.В., Истомин М.И., Калинин Ю.Г., Шашков А.Ю. и др. *Письма в ЖТФ*, **12** (16), 1015 (1986).