

О роли тепловой нелинейности при вырожденных взаимодействиях в насыщенных лазерных средах

В.В.Туморин, Н.Н.Ильичев

Рассмотрено возникновение температурной решетки изменения показателя преломления при записи решетки насыщенного усиления в твердотельной лазерной среде. Установлена зависимость между амплитудами температурной решетки и решетки насыщенного усиления. На основании полученной зависимости определена величина фазовой составляющей решетки инверсной населенности в кристалле $YAlO_3:Nd$.

Ключевые слова: решетка инверсной населенности, насыщение, тепловая нелинейность, $YAlO_3:Nd$.

1. Введение

Метод обращения волнового фронта излучения при вырожденном четырехволновом смешении (ВЧВС) в инвертированной лазерной среде в последние годы широко используется при создании адаптивных голографических лазерных систем с высокой яркостью выходного излучения [1–6]. Необходимая для начала генерации положительная обратная связь в петлевых резонаторах подобных систем образуется при записи в лазерной среде объемной голограммы на решетках инверсной населенности, возникающих вследствие нелинейного усиления взаимодействующих пучков излучения суперлюминесценции [1, 5, 6]. Запись решетки инверсной населенности (РИН) приводит к возникновению в среде как амплитудной решетки насыщенного усиления, так и фазовой решетки изменения показателя преломления (ИПП) среды, обусловленной разностью поляризуемостей основного и возбужденных состояний ионов активатора [7–10]. Кроме того, вследствие неравномерного светоиндуцированного тепловыделения в объеме лазерной среды [11], запись РИН сопровождается возникновением температурной решетки ИПП. Время релаксации температурной решетки зависит от ее шага и при малом угле пересечения взаимодействующих пучков насыщающего излучения может существенно превышать время релаксации РИН. Поэтому при малом угле пересечения пучков температурные решетки могут играть существенную роль при стационарном ВЧВС в насыщенной лазерной среде.

Так, в работе [6] было зафиксировано снижение порога генерации голографического лазера на кристалле $YAG:Nd$ при уменьшении угла пересечения взаимодействующих пучков, что, по мнению авторов, объясняется увеличением коэффициента отражения температурных решеток ИПП. В [12] нами были исследованы временные зависимости дифракционной эффективности амплитуд-

ной и фазовой составляющих РИН в $YAlO_3:Nd$. Полученные результаты свидетельствуют о том, что при стационарном взаимодействии долгоживущие температурные решетки могут доминировать в процессах ВЧВС в кристаллических лазерных средах. Зафиксированная в работе [12] сложная динамика изменения дифракционной эффективности решетки ИПП может быть объяснена присутствием в среде двух фазовых решеток: температурной и фазовой частей РИН, обусловленной разностью поляризуемостей основного и возбужденных состояний иона Nd [8, 10]. Разделение вкладов этих решеток в рамках экспериментальной методики работы [12] не представляется возможным. Поэтому для определения вклада фазовой части РИН представляет интерес расчет дифракционной эффективности температурной решетки ИПП при известных временных зависимостях параметров решетки насыщенного усиления.

Нам известна только одна работа [11], в которой проводилась оценка коэффициента отражения температурных решеток при стационарном ВЧВС в твердотельных лазерных средах. Проведенные расчеты показали, что тепловая нелинейность, обусловленная зависимостью коэффициента поглощения излучения накачки от плотности инверсной населенности, играет существенную роль при ВЧВС в активных средах рубинового и неодимового лазера на стекле, но в то же время она существенно меньше нелинейности усиления в такой лазерной среде как $YAG:Nd$. Однако эти оценки справедливы при малой концентрации ионов Nd в лазерной среде, поскольку не учитывают процессов безызлучательной релаксации верхнего лазерного уровня вследствие взаимодействия примесных центров. А именно процессы кросс-релаксации и кооперативной ап-конверсии в системе ионов дают основной вклад в зависимость тепловыделения в активной среде неодимового лазера от эффективности съема инверсной населенности излучением генерации [13–20]. Кроме того, при составлении уравнения энергобаланса в работе [11] не учитывалась разность между энергией кванта генерации и средней энергией кванта люминесценции [20].

Цель настоящей работы заключается в нахождении связи между амплитудами температурной решетки и решетки насыщенного усиления при нестационарном ВЧВС

В.В.Туморин, Н.Н.Ильичев. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: ilichev@kapella.gpi.ru; vtumorin@kapella.gpi.ru

Поступила в редакцию 13 ноября 2006 г., после доработки – 7 февраля 2007 г.

в насыщенной активной среде неодимового лазера, а также сопоставление найденных зависимостей с ранее полученными экспериментальными данными.

2. Теория

Изменение плотности инверсной населенности N в некотором объеме лазерной четырехуровневой среды обусловлено процессом накачки и переходами с верхнего лазерного уровня: спонтанными, вынужденными и безызлучательными:

$$\frac{dN}{dt} = W_p(N_0 - N) - (W_f + W_g + W_{nr})N, \quad (1)$$

где N_0 – концентрация ионов Nd в лазерной среде; W_p – вероятность поглощения кванта излучения накачки ионом Nd, находящимся в основном состоянии; W_f , W_g , W_{nr} – вероятности спонтанной, вынужденной и безызлучательной релаксации верхнего лазерного уровня.

Неравномерное тепловыделение в объеме активной среды неодимового лазера, возникающее при записи РИН, обусловлено, в первую очередь, безызлучательными переходами между уровнями энергии ионов активатора. Так, при поглощении ионом Nd, находящимся в основном состоянии $^4I_{9/2}$, кванта излучения накачки с энергией $h\nu_p$ с последующей быстрой многофононной релаксацией на верхний лазерный уровень $^4F_{3/2}$ [21] часть энергии $h\nu_p - \Delta E$ идет на нагрев среды, где ΔE – разность средних равновесных значений энергии ионов Nd, находящихся на мультиплетах $^4F_{3/2}$ и $^4I_{9/2}$. Релаксация уровня $^4F_{3/2}$ может происходить как с испусканием кванта излучения с энергией $h\nu$ (при этом вследствие многофононной релаксации нижележащих уровней часть энергии $\Delta E - h\nu$ идет на нагрев среды), так и безызлучательным образом (вследствие взаимодействия между примесными центрами) с выделением тепла ΔE [22]. Широкополосное излучение ламповой накачки может также поглощаться ионами Nd, находящимися на верхнем лазерном уровне. В этом случае при многофононной релаксации высоколежащих уровней $4f$ -оболочки иона Nd в тепло переходит вся энергия поглощенного излучения накачки.

Таким образом, при отсутствии поглощения излучения генерации (например, на переходах с верхнего лазерного уровня) выражение для плотности мощности тепловыделения q в объеме лазерной среды может быть записано следующим образом:

$$q = W_p(h\nu_p - \Delta E)(N_0 - N) + [W_{nr}\Delta E + W_f(\Delta E - h\nu_f) + W_g(\Delta E - h\nu_g)]N + W_{ea}Nh\nu_{ea}, \quad (2)$$

где W_{ea} – вероятности поглощения кванта излучения накачки ионом Nd, находящимся на верхнем лазерном уровне; $h\nu_f$, $h\nu_p$, $h\nu_{ea}$ – средние энергии квантов люминесценции и поглощенного излучения накачки из основного состояния иона Nd и с верхнего лазерного уровня; $h\nu_g$ – энергия кванта генерации. В системах с диодной накачкой переходами с верхнего лазерного уровня под действием узкополосного излучения накачки можно пренебречь.

При нелинейном усилении двух интерферирующих плоских волн в лазерной среде образуется РИН, описываемая выражением

$$N = \bar{N} + \frac{\Delta N \exp(i\zeta r) + \Delta N^* \exp(-i\zeta r)}{2},$$

где \bar{N} – средняя по объему плотность инверсной населенности; r – радиус-вектор; ζ – вектор решетки. Считая поле излучения накачки однородным по объему активной среды и исключая из уравнений (1) и (2) W_g , находим зависимость между амплитудами модуляции плотности мощности тепловыделения Δq и плотности инверсной населенности ΔN в объеме лазерной среды:

$$\Delta q = P\Delta N - \frac{d\Delta N}{dt}(\Delta E - h\nu_g), \quad (3)$$

где $P = W_{nr}h\nu_g - W_f(h\nu_f - h\nu_g) - W_p(h\nu_p - h\nu_g) + W_{ea}h\nu_{ea}$ – величина, характеризующая изменение мощности тепловыделения при изменении инверсной населенности на единицу в случае стационарного взаимодействия в насыщенной лазерной среде.

Неоднородное по объему активной среды тепловыделение приводит к возникновению температурной решетки, описываемой выражением

$$T = \bar{T} + \frac{\Delta T \exp(i\zeta r) + \Delta T^* \exp(-i\zeta r)}{2},$$

где \bar{T} – средняя по объему температура среды. Из уравнения теплопроводности можно получить уравнение для зависимости амплитуды ΔT температурной решетки от времени:

$$\frac{d\Delta T}{dt} = \frac{\Delta q}{c_p\rho} - \frac{\Delta T}{\tau_t}, \quad (4)$$

где ρ и c_p – плотность и удельная теплоемкость лазерной среды; $\tau_t = (|\zeta|^2 a_t)^{-1}$ – время релаксации температурной решетки в среде с коэффициентом температуропроводности a_t . Решение дифференциального уравнения (4) дает разность температур в определенный момент времени t' :

$$\Delta T = \int_{-\infty}^{t'} \frac{\Delta q(t)}{c_p\rho} \exp\left(-\frac{t-t'}{\tau_t}\right) dt. \quad (5)$$

Пространственная модуляция фазы волны, проходящей через температурную решетку, обусловлена температурной зависимостью показателя преломления (ПП) среды n в отсутствие деформаций и уругооптическим эффектом. В случае температурной решетки реализуется режим плоского напряженного состояния, при котором отличны от нуля только главные компоненты тензора напряжений, перпендикулярные вектору решетки ζ . Величина этих напряжений, а следовательно, и ИПП за счет уругооптического эффекта линейно зависят от локальной температуры среды. Аналогичный режим реализуется при накачке пластинчатого активного элемента с отводом тепла через две боковые грани. Для описания ИПП среды в случае температурной решетки введем понятие эффективной температурной зависимости ПП среды $(dn/dT)_{\text{eff}}$, учитывающей влияние уругооптического эффекта в конкретной геометрии опыта. Тогда амплитуда фазовой температурной решетки ИПП $\Delta\varphi_t$ может быть определена следующим образом:

$$\Delta\varphi_t = k\Delta T \left(\frac{dn}{dT} \right)_{\text{eff}}, \quad (6)$$

где k – волновое число излучения.

Подставляя в (6) выражения для ΔT (5) и Δq (3), находим амплитуду фазовой температурной решетки ИПП в момент времени t' :

$$\Delta\varphi_t(t') = \Theta \left[P \int_{-\infty}^{t'} \Delta\alpha(t) \exp\left(\frac{t-t'}{\tau_t}\right) dt - (\Delta E - hv_g) \int_{-\infty}^{t'} \frac{d\Delta\alpha(t)}{dt} \exp\left(\frac{t-t'}{\tau_t}\right) dt \right], \quad (7)$$

где $\Delta\alpha = \sigma\Delta N/2$ – амплитуда решетки насыщенного усиления по полю; σ – эффективное сечение вынужденного перехода;

$$\Theta = \frac{2k}{c_p\rho\sigma} \left(\frac{dn}{dT} \right)_{\text{eff}}.$$

Зависимость (7) позволяет определить относительную дифракционную эффективность фазовой температурной решетки $\beta_t = \Delta\varphi_t/\Delta\alpha$ [10] при ВЧВС в насыщенной лазерной среде. Если амплитуда решетки насыщенного усиления постоянна во времени, решение уравнения (7) дает $\beta_t = \tau_t\Theta P$.

Таким образом, при стационарном взаимодействии дифракционная эффективность температурной решетки пропорциональна времени ее релаксации τ_t , которое определяется углом пересечения взаимодействующих пучков насыщающего излучения θ :

$$\tau_t = \frac{1}{[2 \sin(\theta/2)k]^2 a}.$$

Так, при $\theta \sim 1$ мрад в случае стационарного ВЧВС в таких распространенных лазерных средах как YAG: Nd, YAlO₃: Nd коэффициент отражения температурных решеток может превышать коэффициент отражения решеток насыщенного усиления [6, 12]. При нестационарном ВЧВС, когда длительность импульсов излучения много меньше времен жизни температурной решетки и решетки инверсной населенности или есть рассогласование по частоте излучения между взаимодействующими пучками, приближенное решение уравнения (7) дает $\beta_t = \Theta(h\nu_g - \Delta E)$. Относительную дифракционную эффективность температурной решетки при нестационарном ВЧВС в YAG: Nd можно оценить как $\beta_t \approx -0.04$.

3. Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными

Проведем анализ экспериментальных результатов нашей работы [12] с использованием формулы (7). На рис. 1 показана полученная экспериментально временная зависимость амплитуды модуляций фазы $\Delta\psi$ (кривая 2) волны, прошедшей через «тонкую» решетку инверсной населенности с амплитудой модуляции инкремента насыщенного усиления по полю $\Delta\gamma$ (кривая 1), записанную в активном элементе из YAlO₃: Nd. Для увеличения относительной точности измерений фазовой составляющей решетки эксперимент проводился для слабоусиливаемого резонансного зондирующего излучения на длине вол-

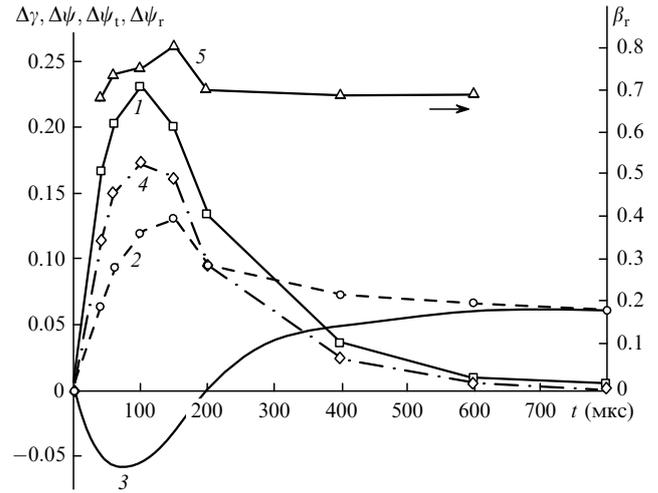


Рис. 1. Временные зависимости амплитудной ($\Delta\gamma$ (1, \square)), фазовой ($\Delta\psi$ (2, \circ)), температурной ($\Delta\psi_t = \Delta\varphi_t/l$ (3)) и резонансной фазовой ($\Delta\psi_r$ (4, \diamond)) составляющих РИН, а также параметра $\beta_t = \Delta\psi_r/\Delta\gamma$ (5, \triangle); l – длина АЭ.

ны 1.08 мкм с вектором электрического поля E , параллельным оси a кристалла YAlO₃ ($E \parallel a$). Фазовая составляющая решетки является суммой температурной решетки ИПП и фазовой части РИН, обусловленной разностью поляризуемостей основного и возбужденного состояний иона Nd. Время релаксации температурной решетки в условиях эксперимента составляло около 5 мс, что существенно превышало время релаксации верхнего лазерного уровня (150 мкс). Это позволяет определить амплитуду температурной решетки ИПП в конце жизни РИН, когда фазовая составляющая последней пренебрежимо мала, и сравнить ее с рассчитанной по формуле (7).

Для определения параметра Θ необходимо найти эффективную температурную зависимость ПП кристалла YAlO₃: Nd для рассматриваемого случая. Нам не удалось обнаружить в литературе фотоупругих постоянных для YAlO₃, поэтому эффективную температурную зависимость ПП мы получали экспериментально. Для этого измерялось фокусное расстояние цилиндрической термлинзы, наводимой в пластинчатом активном элементе (АЭ) из YAlO₃: Nd размером $1 \times 4 \times 10$ см в импульсно-периодическом режиме накачки. АЭ был вырезан вдоль оси b кристалла таким образом, что широкая сторона его апертуры (4 см) была параллельна кристаллографической оси c . Плоскости, в которых достигались максимумы плотности инверсной населенности РИН в эксперименте [12] были также ориентированы вдоль оси c . Фокусное расстояние термлинзы F_{th} связано с разностью температур ΔT_0 между центром и краем АЭ соотношением [23]

$$F_{th}^{-1} = 8 \left(\frac{dn}{dT} \right)_{\text{eff}} \frac{l\Delta T_0}{h^2}, \quad (8)$$

где h и l – толщина и длина АЭ. В свою очередь, разность температур ΔT_0 определяется частотой следования импульсов накачки ν_0 и теплом, выделяемым в АЭ за одну вспышку ламп накачки Q [23]:

$$\Delta T_0 = \frac{\nu_0 Q h}{8w l K}, \quad (9)$$

где w – ширина АЭ; K – теплопроводность YAlO₃.

Тепловыделение Q определялось по изменению двойной оптической длины кристалла $\Delta(2nl)$ за время действия одиночного импульса накачки. Для этого в дальнейшем поле исследовался фазовый сдвиг $\Delta\phi$ интерференционной картины двух тонких пучков He-Ne-лазера, отраженных под небольшим углом от передней и задней поверхностей кристалла. Величины Q и $\Delta\phi$ связаны соотношением

$$\Delta\phi = \frac{\Delta(2nl)2\pi}{\lambda} = \frac{4\pi Q}{\lambda c_p \rho wh} \left(\frac{dn}{dT} + \alpha_t n \right), \quad (10)$$

где $\lambda = 0.63$ мкм – длина волны зондирующего излучения; $\rho = 5.35$ г/см³ и $c_p = 0.42$ Дж·г⁻¹·К⁻¹ – плотность и удельная теплоемкость YAlO₃ [23]; n и dn/dT – ПП для поляризации зондирующего излучения и его температурная зависимость в отсутствие механических напряжений; $\alpha_t = 3.37 \times 10^{-6}$ К⁻¹ – коэффициент термического расширения YAlO₃ вдоль оси b при атомной концентрации неодима 1 % [23]. Из уравнений (8)–(10) находим выражение для эффективной температурной зависимости ПП:

$$\left(\frac{dn}{dT} \right)_{\text{eff}} = \left(\frac{dn}{dT} + \alpha_t n \right) \frac{4\pi a_t}{v F_{\text{th}} \lambda \Delta\phi}, \quad (11)$$

где $a_t = K/(\rho c_p) = 0.049$ см²/с – коэффициент температуропроводности YAlO₃ [23].

Полученное в этих экспериментах значение $(dn_a/dT)_{\text{eff}}$ для поляризации зондирующего излучения с вектором электрического поля E , параллельным оси a кристалла YAlO₃, составило $(11 \pm 1) \times 10^{-6}$ К⁻¹, что несколько превышает $dn_a/dT = 9.7 \times 10^{-6}$ К⁻¹ [24] в отсутствие механических напряжений. Для ортогональной поляризации найденное значение $(dn_c/dT)_{\text{eff}} = (9 \pm 1) \times 10^{-6}$ К⁻¹ оказалось существенно меньше $dn_c/dT = 14.5 \times 10^{-6}$ К⁻¹ [24]. Следовательно, оценка параметра θ_a для используемой в эксперименте [12] поляризации зондирующего излучения с $E||a$ составляет $(8 \pm 1) \times 10^{18}$ Дж⁻¹.

Для проведения расчетов нам необходимо также оценить параметр P в условиях нашего эксперимента. Вклад процессов безызлучательной релаксации верхнего лазерного уровня в параметр P равен $W_{\text{nr}} hv_g$. К этим процессам относятся: многофононная релаксация верхнего лазерного уровня [21], кросс-релаксация (или концентрационное тушение люминесценции) и кооперативная ап-конверсия в системе ионов [22]. Исследованная в работе [21] зависимость вероятности W_{mf} многофононной релаксации уровней иона Nd в YAlO₃:Nd от величины энергетического зазора позволяет сделать вывод о том, что вероятность многофононной релаксации уровня ⁴F_{3/2} не превышает 10 с⁻¹. Вероятность ап-конверсионного процесса W_{up} зависит от плотности инверсной населенности N ($W_{\text{up}} = \zeta N$) и в нашем эксперименте изменялась от своего максимального значения в начале взаимодействия до нуля в конце жизни РИН. Полученные в экспериментах с YAG:Nd значения ζ сильно различаются: от 0.5×10^{-16} см³/с [22] до 2.8×10^{-16} см³/с [25]. Нам не удалось найти работ, посвященных изучению ап-конверсии в YAlO₃:Nd. Если предположить, что вероятности ап-конверсии в YAlO₃:Nd и YAG:Nd близки и параметр ζ не превышает 2.8×10^{-16} см³/с, то вероятность процесса ап-конверсии $W_{\text{up}} = \zeta N = \zeta \alpha / \sigma_c$ при максимальной плотности инверсной населенности в нашем

эксперименте не будет превышать 390 с⁻¹, где $\alpha = 0.415$ см⁻¹ – коэффициент усиления насыщающего излучения, а $\sigma_c = 3 \times 10^{-19}$ см² – эффективное сечение вынужденного перехода [26] для поляризации насыщающего излучения с $E||c$.

Вероятность процесса кросс-релаксации W_{cr} зависит от концентрации ионов Nd, и ее можно определить исходя из времени жизни верхнего лазерного уровня τ в исследуемом кристалле при малой плотности инверсной населенности: $W_{\text{cr}} = 1/\tau - 1/\tau_0$, где $\tau_0 \approx 175$ мкс – время затухания люминесценции с уровня ⁴F_{3/2} в YAlO₃:Nd при малой концентрации ионов Nd [27]. В нашем эксперименте время релаксации решетки насыщенного усиления после окончания действия импульсов насыщающего излучения и накачки составило 152 ± 3 мкс. Поскольку вероятностью ап-конверсионного процесса в конце жизни РИН можно пренебречь, вероятность процесса кросс-релаксации в исследуемом кристалле лежит в пределах 750 с⁻¹ < W_{cr} < 1000 с⁻¹. Таким образом, из всех процессов безызлучательной релаксации верхнего лазерного уровня максимальный вклад в параметр P при экспериментальных условиях работы [12] дает процесс кросс-релаксации: $W_{\text{cr}} hv_g = (1.6 \pm 0.2) \times 10^{-16}$ Вт.

Вклад излучательных переходов с верхнего лазерного уровня в величину P определяется разностью между энергией кванта генерации $h\nu_g$ и средней энергией кванта люминесценции $h\nu_f$, а также вероятностью спонтанных переходов W_f : $W_f (h\nu_g - h\nu_f)$. Вероятность спонтанной релаксации верхнего лазерного уровня определяется временем затухания люминесценции в YAlO₃ при малых концентрациях ионов Nd: $W_f = 1/\tau_0 \approx 5700$ с⁻¹. Эффективная длина волны люминесценции, полученная исходя из коэффициентов ветвления люминесценции в YAlO₃:Nd [28], составляет около 1.067 мкм. Следовательно, при стационарном взаимодействии в YAlO₃:Nd на длине волны 1.0795 мкм вклад излучательных переходов в возникновение тепловой решетки имеет противоположный знак и составляет по модулю около 7 % от вклада безызлучательных переходов.

Разность тепловыделений $W_{\text{ea}} hv_{\text{ea}} - W_{\text{p}} (h\nu_{\text{p}} - h\nu_g)$ при поглощении излучения ламповой накачки ионами Nd, находящимися в основном и возбужденном состояниях, вносит свой вклад в величину P . Отсутствие данных об интегральных сечениях поглощения излучения накачки с верхнего лазерного уровня в YAlO₃:Nd не позволяет провести оценку величины этого вклада, а также определить его знак. Однако можно предположить, что переходы под действием излучения накачки не дают основного вклада в образование температурной решетки в рассматриваемых экспериментальных условиях. В подтверждение этого оценим вероятность W_{p} поглощения ионом неодима, находящимся в основном состоянии, фотона накачки. В наших экспериментах ненасыщенный коэффициент усиления лазерной среды $\alpha_{\text{max}} = 0.53$ см⁻¹, что соответствует концентрации инверсной населенности $N_{\text{max}} = \alpha_{\text{max}}/\sigma_c = 1.8 \times 10^{18}$ см⁻³. Таким образом, в лазерной среде возбуждается менее 1% ионов Nd ($N_0 \approx 2 \times 10^{20}$ см⁻³). В этом случае приближенное решение дифференциального уравнения (1) в отсутствие насыщающего излучения ($W_g = 0$) дает значение вероятности W_{p} в максимуме импульса накачки:

$$W_{\text{p}}^{\text{max}} \approx \frac{N_{\text{max}} (W_{\text{nr}} + W_{\text{f}})}{N_0 \{1 - \exp[-\tau_{\text{p}} (W_{\text{nr}} + W_{\text{f}})]\}} \approx 160 \text{ с}^{-1}, \quad (12)$$

где $\tau_p = 80$ мкс – длительность импульса накачки по по-
лувысоте.

Средняя энергия кванта излучения накачки, погло-
щенного ионом Nd из основного состояния, может быть
оценена исходя из спектрального распределения энергии
излучения ксеноновых ламп накачки [29] и интегральных
сечений поглощения для различных переходов из основ-
ного состояния иона Nd в $YAlO_3:Nd$ [28]. При условии
фильтрации коротковолновой области спектра накачки с
длиной волны менее 430 нм в используемом в экспери-
менте квантроне К-301 средняя частота поглощенного
кванта накачки равна примерно 15000 см^{-1} . Поэтому при
максимальной мощности ламповой накачки вклад пере-
ходов из основного состояния иона Nd в величину P ,
равный $W_p(h\nu_g - h\nu_p)$, составляет по модулю менее 10 %
от вклада безызлучательных переходов с верхнего лазер-
ного уровня. Вклад переходов под действием излучения
ламповой накачки с верхнего лазерного уровня имеет
противоположный знак и, предположительно, соизмерим
по модулю со вкладом переходов из основного со-
стояния иона Nd.

Из вышесказанного можно сделать вывод о том, что
в рассматриваемых экспериментальных условиях пара-
метр P определялся преимущественно процессом кросс-
релаксации верхнего лазерного уровня и слабо изменялся
в течение времени жизни РИН. Кривая 3 на рис.1 отоб-
ражает временную зависимость амплитуды температур-
ной решетки ИПП, рассчитанную по формуле (7) при
 $P = W_{cr}h\nu_g = 1.6 \times 10^{-16}$ Вт. Интегрирование по времени
амплитуды решетки насыщенного усиления $\Delta\psi$ проводи-
лось с помощью кубической сплайн-интерполяции экспе-
риментальных точек. В интервале $0 < t' < 200$ мкс ам-
плитуда температурной решетки ИПП имеет отрицатель-
ные значения вследствие тепловыделения при вынуж-
денных переходах под действием насыщающего излуче-
ния в минимумах РИН.

В конце времени жизни РИН, когда резонансная фа-
зовая составляющая решетки $\Delta\psi_r$ пренебрежимо мала,
расчетная амплитуда температурной решетки ИПП сов-
падает с полученной в эксперименте амплитудой фа-
зовой решетки. Это косвенно подтверждает сделанные на-
ми оценки параметров Θ_a и P . Кривая 4 на рис.1 была
получена при вычитании из экспериментальной времен-
ной зависимости амплитуды фазовой решетки (кривая 2)
расчетной временной зависимости амплитуды темпера-
турной решетки ИПП (кривая 3). Если наши предполо-
жения о малости вкладов в параметр P процесса ап-кон-
версии и переходов под действием излучения накачки
верны, то кривая 4 описывает резонансную фазовую со-
ставляющую РИН $\Delta\psi_r$, обусловленную разностью по-
ляризуемостей уровней ${}^4F_{3/2}$ и ${}^4I_{9/2}$ иона неодима. Дей-
ствительно, во временном диапазоне $t' > 200$ мкс после
окончания действия ламповой накачки составляющая
 $\Delta\psi_r$ оказывается пропорциональной амплитуде решетки
насыщенного усиления с коэффициентом пропорцио-
нальности $\beta_r = \Delta\psi_r/\Delta\gamma \approx 0.7$. Во время действия импуль-
са ламповой накачки ($t' < 200$ мкс) коэффициент β_r не-
сколько превышает 0.7, что, кроме неточности при рас-
чете амплитуды температурной решетки ИПП, может
объясняться каскадным заселением уровня ${}^2P_{3/2}$ с высо-
ким значением поляризуемости [12].

В отсутствие заселения высоколежащих метастабиль-
ных состояний иона Nd (${}^2(F_2)_{5/2}$, ${}^4D_{3/2}$, ${}^2P_{3/2}$) коэффи-
циент β_r характеризует соотношение вещественной (χ_{re}) и

мнимой (χ_{im}) частей резонансной восприимчивости ла-
зерной среды и зависит как от разности поляризуемостей
 $\Delta\rho$ уровней ${}^4F_{3/2}$ и ${}^4I_{9/2}$, так и от эффективного сечения
вынужденного перехода σ [8]:

$$\beta_r = \frac{\chi_{re}}{\chi_{im}} = \frac{4\pi k F_L^2}{n\sigma} \Delta\rho,$$

где $F_L = (n^2 + 2)/3$ – лоренцевский фактор локального
поля. Напомним, что исследование РИН в работе [12]
проводилось при поляризации зондирующего излучения
с $E||a$, эффективное сечение вынужденного перехода для
которой примерно в четыре раза меньше, чем для поля-
ризации с $E||c$ [26]. Полученному $\beta_r \approx 0.7$ соответствует
разность поляризуемостей $\Delta\rho = 0.035 \text{ \AA}^3$, что хорошо
согласуется с оценками $\Delta\rho$ на частоте лазерного пере-
хода для кристалла $YAG:Nd$, проведенными в работе [7],
где показано, что разность поляризуемостей уровней
 ${}^4F_{3/2}$ и ${}^4I_{9/2}$ обусловлена в первую очередь разрешенны-
ми переходами между электронными оболочками 4f и 5d
иона Nd. В этом случае можно предположить, что в
 $YAlO_3:Nd$ разность $\Delta\rho$ слабо зависит от поляризации
взаимодействующего излучения, и для поляризации с
 $E||c$, при которой сечение вынужденного перехода мак-
симально, параметр β_r составляет около 0.18.

4. Заключение

Предложенная в настоящей работе модель тепловой
нелинейности при вырожденных многоволновых смеше-
ниях в твердотельной лазерной среде показывает, что тем-
пературные решетки могут играть существенную роль
как при нестационарном взаимодействии в насыщенной
лазерной среде, так и при стационарном взаимодействии
в случае малого угла пересечения взаимодействующих
пучков. Был определен вклад различных процессов в теп-
ловую нелинейность при стационарном взаимодействии.
Так, в неодимовых лазерных средах тепловая нелиней-
ность обусловлена в первую очередь уменьшением кван-
тового выхода излучения люминесценции вследствие без-
ызлучательной релаксации верхнего лазерного уровня.
В лазерных системах с мощной продольной диодной на-
качкой существенный вклад в тепловую нелинейность
могут давать переходы под действием излучения накачки.
При работе лазера на длине волны, существенно от-
личающейся от эффективной длины волны люминесценции,
при расчете тепловой нелинейности необходимо
учитывать также разность энергий квантов люминесценции
и генерации. В общем случае величина и знак теп-
ловой нелинейности должны быть определены исходя из
конкретных экспериментальных условий.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ
(грант № 04-02-16059) и INTAS (проект № 03-51-4893).

1. Damzen M.J., Green R.P.M., Syed K.S. *Opt. Lett.*, **20**, 1704 (1995).
2. Lam S.Y., Damzen M.J. *Appl. Phys. B*, **76**, 237 (2003).
3. Thompson B.A., Minassian A., Eason R.W., Damzen M.J. *Appl. Opt.*, **41**, 5638 (2002).
4. Sillard P., Brignon A., Huignard J.-P., Pocholle J.-P. *Opt. Lett.*, **23**, 1093 (1998).
5. Antipov O.L., Chausov D.V., Kuzhelev A.S., Vorob'ev V.A., Zinoviev A.P. *IEEE J. Quantum Electron.*, **37**, 716 (2001).
6. Antipov O.L., Eremykin O.N., Ievlev A.V., Savikin A.P. *Opt. Express*, **12**, 4313 (2004).
7. Antipov O.L., Eremykin O.N., Savikin A.P., Vorob'ev V.A., Bredikhin D.V., Kuznetsov M.S. *IEEE J. Quantum Electron.*, **39**, 910 (2003).

8. Antipov O.L., Kuzhelev A.S., Chausov D.V., Zinov'ev A.P. *J. Opt. Soc. Am. B*, **16**, 1072 (1999).
9. Антипов О.Л., Кужелев А.С., Лукьянов А.Ю., Зиновьев А.П. *Квантовая электроника*, **25**, 891 (1998).
10. Антипов О.Л., Кужелев А.С., Чаусов Д.В. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **63**, 740 (1999).
11. Галушкин М.Г., Митин К.В., Свиридов К.А. *Квантовая электроника*, **21**, 1157 (1994).
12. Туморин В.В., Ильичев Н.Н. *Квантовая электроника*, **35**, 938 (2005).
13. Pollnau M., Hardman P.J., Clarkson W.A., Hanna D.C. *Opt. Commun.*, **147**, 203 (1998).
14. Chen Y.F., Liao C.C., Lan Y.P., Wang S.C. *Appl. Phys. B*, **70**, 487 (2000).
15. Pollnau M., Hardman P.J., Kern M.A., Clarkson W.A., Hanna D.C. *Phys. Rev. B*, **58**, 16076 (1998).
16. Hardman P.J., Clarkson W.A., Friel G.J., Pollnau M., Hanna D.C. *IEEE J. Quantum Electron.*, **35**, 647 (1999).
17. Blows J.L., Omatsu T., Dawes J., Pask H., Tateda M. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **10**, 1727 (1998).
18. Fluck R., Hermann M.R., Hackel L.A. *Appl. Phys. B*, **70**, 491 (2000).
19. Comaskey B., Moran B.D., Albrecht G.F., Beach R.J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **31**, 1261 (1995).
20. Fan T.Y. *IEEE J. Quantum Electron.*, **29**, 1457 (1993).
21. Басиев Т.Т., Дергачев А.Ю., Орловский Ю.В., Осико В.В., Прохоров А.М. *Труды ИОФРАН*, **46**, 3 (1994).
22. Guy S., Bonner C.L., Shepherd D.P., Hanna D.C., Tropper A.C., Ferrand B. *IEEE J. Quantum Electron.*, **34**, 900 (1998).
23. Penzkofer A. *Prog. Quantum Electr.*, **12**, 291 (1988).
24. Зверев Г.М., Голяев Ю.Д. *Лазеры на кристаллах и их применение* (М.: Радио и связь, 1994, с. 50).
25. Guyot Y., Manaа H., Rivoire J.Y., Moncorgé R., Garnier N., Descroix E., Bon M., Laporte P. *Phys. Rev. B*, **51**, 784 (1995).
26. Hanson F., Poirier P. *J. Opt. Soc. Am. B*, **12**, 1311 (1995).
27. Weber M.J., Bass M., Andringa K. *Appl. Phys. Lett.*, **15**, 342 (1969).
28. Weber M.J., Varitimos T.E. *J. Appl. Phys.*, **42**, 4996 (1971).
29. *Справочник по лазерам* (М.: Сов. радио, 1978, т. 2, с. 85).