PACS 42.50.Dv; 42.50.Fx

# Усиление сжатого света в режиме триггерного оптического сверхизлучения

**А.А.Калачёв, В.В.Самарцев**

*Проанализирована возможность усиления импульсов сжатого света в режиме триггерного оптического сверхизлучения. Получены кинетические уравнения, описывающие динамику кооперативного развития инверсии населенности и дисперсии квадратурных составляющих поляризации оптических центров, которые взаимодействуют с полем триггерного импульса, находящимся в состоянии сжатого вакуума. Определена зависимость степени сжатия поля сверхизлучения от степени сжатия поля триггерного импульса и от степени сжатия поляризации усиливающей среды. Показано, что при достаточно сильном сжатии среды интенсивность сжатой квадратурной составляющей сигнала сверхизлучения оказывается меньше интенсивности некогерентного спонтанного фона. Таким образом, поле сверхизлучения может характеризоваться не только классическим сжатием (когда дисперсии квадратур не равны друг другу), но и квантовым сжатием (когда дисперсия одной квадратуры меньше вакуумного значения).*

***Ключевые слова***: *оптическое сверхизлучение, сжатые состояния.*

## 1. Введение

В последнее время много внимания уделяется неклассическим состояниям света. Среди них важное место занимают сжатые состояния (см. обзоры [1–4]), т. е. состояния, в которых дисперсии канонически сопряженных переменных поля отличаются друг от друга. Использование сжатого света, характеризуемого квантовым сжатием, когда дисперсия одной квадратуры оказывается меньше вакуумного значения, позволяет снизить уровень шумов в интерференционных измерениях ниже обычного вакуумного предела, повысить пропускную способность оптических каналов связи и решить ряд других интересных задач, связанных с подавлением шумов в оптических системах. При этом часто возникает необходимость в усилении оптических сигналов. Обычно задача усиления решается в линейном режиме. В этом случае интенсивность усиливаемого излучения должна быть заметно меньше насыщающей интенсивности, и для увеличения интенсивности волны используется малая доля энергии, запасенной в активной среде. Чтобы на выходе такого линейного усилителя получить поле, находящееся в квантовом сжатом состоянии, необходимо фазово-чувствительное усиление [5], иначе коэффициент усиления не может быть больше двух.

В настоящей работе анализируется возможность усиления сжатого света в режиме оптического сверхизлучения (СИ), т. е. в режиме коллективного спонтанного испускания фотонов системой первоначально возбужденных частиц [6]. В процессе СИ система $N$ инвертированных атомов может спонтанно перейти в основное состояние за время, обратно пропорциональное числу атомов, излучая при этом световой импульс, интенсивность которого пропорциональна $N^2$. Важной чертой СИ является то, что практически вся энергия, запасенная в среде, высвечивается в виде когерентного светового импульса. В этом отношении данное явление существенно отличается от других кооперативных явлений, таких как фотонное эхо и свободная световая индукция, при которых лишь небольшая часть запасенной энергии высвечивается когерентно.

Спонтанное излучение одиночного атома в поле сжатого вакуума было впервые рассмотрено Гардинером [7], который показал, что скорости затухания синфазной и квадратурной составляющих поляризации атома пропорциональны дисперсиям соответствующих квадратур сжатого света. Особенности кооперативного спонтанного излучения в поле сжатого света исследовались в работах [8, 9] для системы из двух атомов, а в работах [10, 11] – для многоатомной системы. В частности, в работе [11] было показано, что в присутствии сжатого вакуума статистика времен задержки сигнала СИ зависит от фазы испускаемого сигнала и от степени первоначального сжатия. Важно отметить, что, во-первых, во всех этих работах анализировались системы с размерами, меньшими длины волны возбуждающего света, и, во-вторых, предполагалось, что атомы взаимодействуют только с модами сжатого вакуума (идеальное взаимодействие). Случай неидеального взаимодействия рассматривался лишь для одного атома [12, 13].

В настоящей работе рассматривается многомодовое СИ протяженной многоатомной системы в условиях, когда лишь некоторая часть рабочих мод оказывается сжатой. В этом случае процесс усиления слабого светового поля, находящегося в сжатом состоянии, соответствует режиму триггерного СИ [14–17], при котором слабый триггерный импульс, действующий в течение короткого интервала времени или всего процесса СИ, инициирует коллективный переход атомов в основное состояние. При этом среда испускает импульс триггерного СИ, на-

Казанский физико-технический институт им. Е.К.Завойского КазНЦ РАН, Россия, Казань, 420029 ул. Сибирский тракт, 10/7;
e-mail: samartsev@kfti.knc.ru; kalachev@kfti.knc.ru

Поступила в редакцию 20 июня 2002 г.

правление которого определяется направлением действия триггерного импульса, т. е. энергия среды высвечивается коллективным образом лишь в те моды, которые соответствуют триггерному импульсу. Обычно предполагается, что поле триггерного импульса находится в когерентном состоянии. В этом случае триггерный импульс создает в среде макроскопическую волну поляризации, что приводит к существенному сокращению времени задержки импульса СИ. В данной работе рассматривается случай, когда поле триггерного импульса находится в состоянии сжатого вакуума. Время задержки импульса СИ тогда практически не зависит от интенсивности триггерного импульса, но направление высвечивания и степень сжатия СИ определяются параметрами усиливаемого поля.

## 2. Основные формулы

Рассмотрим систему $N$ двухуровневых атомов, взаимодействующих с электромагнитным полем широкополосного сжатого света. При расчете сигналов СИ будем предполагать, что линейные размеры резонансной среды существенно больше длины волны возбуждающего света $\lambda$. В этом случае можно пренебречь диполь-дипольным взаимодействием между атомами. С другой стороны, предположим, как обычно, что время прохождения фотонов сквозь среду существенно меньше времени наведения корреляций, следовательно, уравнения для матрицы плотности атомной системы можно записать в приближениях Борна и Маркова. Наконец, будем считать, что время наведения корреляций в среде существенно меньше неоднородного времени жизни оптических переходов, так что неоднородное уширение можно не учитывать.

Для описания состояния среды удобно использовать следующие коллективные операторы:

$$R_3 = \sum_j b_{3j}, \quad R_{\boldsymbol{q}}^+ = \sum_j b_j^\dagger \,\mathrm{e}^{\mathrm{i}\boldsymbol{q}\boldsymbol{r}_j}, \quad R_{\boldsymbol{q}}^- = \sum_j b_j \,\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\boldsymbol{q}\boldsymbol{r}_j}, \qquad (1)$$

где $b_{3j} = (|2_j\rangle\langle 2_j| - |1_j\rangle\langle 1_j|)/2$ – оператор полуразности населенностей основного ($|1\rangle$) и возбужденного ($|2\rangle$) состояний $j$-го атома; $b_j^\dagger = |2_j\rangle\langle 1_j|$ и $b_j = |1_j\rangle\langle 2_j|$ – повышающий и понижающий операторы соответственно. Волновые векторы $\boldsymbol{q}$ удовлетворяют условию ортогональности

$$\Gamma(\boldsymbol{q}-\boldsymbol{q}') = \left|\frac{1}{N}\sum \mathrm{e}^{\mathrm{i}(\boldsymbol{q}-\boldsymbol{q}')\boldsymbol{r}_i}\right|^2 = \delta_{\boldsymbol{q}\boldsymbol{q}'}, \qquad (2)$$

т. е. углы между волновыми векторами мод поляризации больше дифракционного угла излучения каждой моды.

Основное кинетическое уравнение для приведенного оператора плотности $\rho_{\mathrm{a}}(t)$ атомной подсистемы в приближении Борна – Маркова имеет вид

$$\frac{\mathrm{d}\rho_{\mathrm{a}}(t)}{\mathrm{d}t} = -\frac{i}{\hbar}\mathrm{Tr}_{\mathrm{f}}[H_{\mathrm{af}}(t), \rho_{\mathrm{f}}(0)\rho_{\mathrm{a}}(t)]$$

$$-\frac{1}{\hbar^2}\mathrm{Tr}_{\mathrm{f}}\int_0^t \left\{H_{\mathrm{af}}(t), [H_{\mathrm{af}}(t-\tau), \rho_{\mathrm{f}}(0)\rho_{\mathrm{a}}(t)]\right\}\mathrm{d}\tau, \qquad (3)$$

где $\rho_{\mathrm{f}}(0) = |0\rangle\langle 0|$ – оператор плотности поля в начальный момент времени;

$$H_{\mathrm{af}} = \mathrm{i}\omega_0 \sum_{\boldsymbol{k}s}\left(\frac{\hbar}{2\omega V\epsilon_0}\right)^{1/2}$$

$$\times\Big\{(\boldsymbol{\mu}\boldsymbol{\varepsilon}_{\boldsymbol{k}s})R_{-\boldsymbol{k}}^- a_{\boldsymbol{k}s}\exp[-\mathrm{i}(\omega_0+\omega)t]$$

$$-(\boldsymbol{\mu}^*\boldsymbol{\varepsilon}_{\boldsymbol{k}s})R_{\boldsymbol{k}}^+ a_{\boldsymbol{k}s}\exp[\mathrm{i}(\omega_0-\omega)t]$$

$$+(\boldsymbol{\mu}\boldsymbol{\varepsilon}_{\boldsymbol{k}s}^*)R_{\boldsymbol{k}}^- a_{\boldsymbol{k}s}^\dagger\exp[-i(\omega_0-\omega)t]$$

$$-(\boldsymbol{\mu}^*\boldsymbol{\varepsilon}_{\boldsymbol{k}s}^*)R_{-\boldsymbol{k}}^+ a_{\boldsymbol{k}s}^\dagger\exp[\mathrm{i}(\omega_0+\omega)t]\Big\}$$

– гамильтониан взаимодействия; $\omega_0$ и $\boldsymbol{\mu}$ – частота и дипольный момент оптического перехода атомов; $\omega$ и $\boldsymbol{\varepsilon}_{\boldsymbol{k}s}$ – частота и единичный вектор поляризации фотона моды $\boldsymbol{k}s$ ($s$ – индекс поляризации); $a_{\boldsymbol{k}s}$ и $a_{\boldsymbol{k}s}^\dagger$ – операторы уничтожения и рождения фотона в моде $\boldsymbol{k}s$; $V$ – объем квантования поля; $\epsilon_0$ – диэлектрическая постоянная. Поле широкополосного сжатого вакуума характеризуется следующими свойствами:

$$\langle a_{\boldsymbol{k}s}\rangle = \langle a_{\boldsymbol{k}s}^\dagger\rangle = 0,$$

$$\langle a_{\boldsymbol{k}s}^\dagger a_{\boldsymbol{k}'s'}\rangle = n\delta_{\boldsymbol{k},\boldsymbol{k}'},$$

$$\langle a_{\boldsymbol{k}s} a_{\boldsymbol{k}'s'}^\dagger\rangle = (n+1)\delta_{\boldsymbol{k},\boldsymbol{k}'}, \qquad (4)$$

$$\langle a_{\boldsymbol{k}s} a_{\boldsymbol{k}'s'}\rangle = m\delta_{\boldsymbol{k}',2\boldsymbol{k}_{\mathrm{p}}-\boldsymbol{k}},$$

$$\langle a_{\boldsymbol{k}s}^\dagger a_{\boldsymbol{k}'s'}^\dagger\rangle = m^*\delta_{\boldsymbol{k}',2\boldsymbol{k}_{\mathrm{p}}-\boldsymbol{k}},$$

где $2\boldsymbol{k}_{\mathrm{p}} = 2\omega_0/c$ – волновой вектор поля накачки источника сжатого света; $n$ – число заполнения сжатых мод; $m$ – параметр сжатия ($m = |m|\exp(\mathrm{i}\phi)$, $|m \leqslant [n(n+1)]^{1/2}$, $\phi$ – фаза поля накачки). С учетом этих соотношений уравнение (3) переписывается в виде

$$\frac{\mathrm{d}\rho_{\mathrm{a}}(t)}{\mathrm{d}t} = \int \mathrm{d}\Omega_{\boldsymbol{k}(|\boldsymbol{k}|=|\boldsymbol{k}'|=\omega_0/c)}$$

$$\times m\beta_{\boldsymbol{k}}^{++}\{R_{\boldsymbol{k}}^+, R_{\boldsymbol{k}'}^+, \rho_{\mathrm{a}}\} - (n+1)\beta_{\boldsymbol{k}}^{+-}\{R_{\boldsymbol{k}}^+, R_{\boldsymbol{k}}^-, \rho_{\mathrm{a}}\}$$

$$-n\beta_{\boldsymbol{k}}^{-+}\{R_{\boldsymbol{k}}^-, R_{\boldsymbol{k}}^+, \rho_{\mathrm{a}}\} + m^*\beta_{\boldsymbol{k}}^{--}\{R_{\boldsymbol{k}}^-, R_{\boldsymbol{k}'}^-, \rho_{\mathrm{a}}\}, \qquad (5)$$

где $\{A, B, \rho\} \equiv AB\rho - 2B\rho A + \rho AB$;

$$\beta_{\boldsymbol{k}}^{++} = \frac{1}{4\pi}\frac{3}{2}\frac{\beta}{\mu^2}\sum_{s,s'}(\boldsymbol{\mu}^*\boldsymbol{\varepsilon}_{\boldsymbol{k}s})(\boldsymbol{\mu}^*\boldsymbol{\varepsilon}_{\boldsymbol{k}'s'});$$

$$\beta_{\boldsymbol{k}}^{+-} = \frac{1}{4\pi}\frac{3}{2}\frac{\beta}{\mu^2}\sum_{s,s'}(\boldsymbol{\mu}^*\boldsymbol{\varepsilon}_{\boldsymbol{k}s})(\boldsymbol{\mu}\boldsymbol{\varepsilon}_{\boldsymbol{k}s'}^*);$$

$$\beta_{\boldsymbol{k}}^{-+} = \frac{1}{4\pi}\frac{3}{2}\frac{\beta}{\mu^2}\sum_{s,s'}(\boldsymbol{\mu}\boldsymbol{\varepsilon}_{\boldsymbol{k}s}^*)(\boldsymbol{\mu}^*\boldsymbol{\varepsilon}_{\boldsymbol{k}s'});$$

$$\beta_{\boldsymbol{k}}^{--} = \frac{1}{4\pi}\frac{3}{2}\frac{\beta}{\mu^2}\sum_{s,s'}(\boldsymbol{\mu}\boldsymbol{\varepsilon}_{\boldsymbol{k}s}^*)(\boldsymbol{\mu}\boldsymbol{\varepsilon}_{\boldsymbol{k}'s'}^*);$$

$$\beta = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}\frac{2}{3}\frac{\omega_0^3\mu^2}{\hbar c^3}$$

– скорость спонтанного перехода атома; $\boldsymbol{k}' = 2\boldsymbol{k}_{\mathrm{p}} - \boldsymbol{k}$. В уравнении (5) опущены члены, описывающие частотный сдвиг, что является хорошим приближением в условиях точного резонанса.

Пусть резонансная среда имеет форму цилиндра длиной $L$ и радиусом $R$, пропорции которого определяются числом Френеля $F = \pi R^2/\lambda L$. Если $F \gg 1$, то дифракционный угол излучения приосевых мод $\alpha_{\mathrm{d}} \approx \lambda/R$ существенно меньше геометрического угла излучения среды $\alpha_{\mathrm{g}} \approx (\lambda/L)^{1/2}$, так что СИ получается многомодовым. Предположим, что сжатый свет подается в пределах небольшого телесного угла $\alpha \geqslant \alpha_{\mathrm{d}}$ вдоль одной из приосевых мод поляризации цилиндрической среды. Кроме того, будем считать, что вектор $\boldsymbol{\mu}$ является действительным. Тогда

$$\beta_{\boldsymbol{k}}^{++} = \beta_{\boldsymbol{k}}^{--} \approx \beta_{\boldsymbol{k}}^{-+} = \beta_{\boldsymbol{k}}^{+-} = \frac{1}{4\pi}\frac{3}{2}\beta\left[1 - \cos^2(\widehat{\boldsymbol{\mu k}})\right] \equiv \beta_{\boldsymbol{k}}. \quad (6)$$

Для простоты будем считать, что вектор $\boldsymbol{\mu}$ перпендикулярен оси симметрии цилиндра. Используя уравнение (5) и учитывая (6), получаем следующие кинетические уравнения для средних значений динамических переменных:

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\langle R_3\rangle = -2\beta\Big(N/2 + \langle R_3\rangle + \sum_{\boldsymbol{q}}\mu_q\langle P_{\boldsymbol{q}}\rangle\Big) - 4\mu_0\beta n\langle R_3\rangle,$$

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\langle P_{\boldsymbol{q}}\rangle = -2\beta(1 - 2\mu_q\langle R_3\rangle + 2\mu_0 n)\langle P_{\boldsymbol{q}}\rangle + 4\mu_q\beta\langle R_3\rangle(N/2 + \langle R_3\rangle)$$

$$-2\mu_0\beta|m|\left(\mathrm{e}^{\mathrm{i}\phi}\langle R_{\boldsymbol{q}}^+ R_{\boldsymbol{q}'}^+\rangle + \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\phi}\langle R_{\boldsymbol{q}}^- R_{\boldsymbol{q}'}^-\rangle\right) + 8\mu_q\beta n_q\langle R_3\rangle^2,$$

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\langle R_{\boldsymbol{q}}^{\pm} R_{\boldsymbol{q}'}^{\pm}\rangle = -2\beta(1 - 2\mu_q\langle R_3\rangle + 2\mu_0 n)\langle R_{\boldsymbol{q}}^{\pm} R_{\boldsymbol{q}'}^{\pm}\rangle$$

$$-2\mu_0\beta|m|\mathrm{e}^{\mp\mathrm{i}\phi}(\langle P_{\boldsymbol{q}}\rangle + \langle P_{\boldsymbol{q}'}\rangle) + 8\mu_q\beta|m|_q\mathrm{e}^{\mp\mathrm{i}\phi}\langle R_3\rangle^2, \quad (7)$$

где

$$P_{\boldsymbol{q}} = \sum_{j\neq j'} b_j^{\dagger} b_{j'}\exp\left[\boldsymbol{iq}(\boldsymbol{r}_j - \boldsymbol{r}_{j'})\right] = \frac{R_{\boldsymbol{q}}^+ R_{\boldsymbol{q}}^- + R_{\boldsymbol{q}}^- R_{\boldsymbol{q}}^+ - N}{2}$$

– оператор, соответствующий интенсивности когерентной составляющей излучения в направлении вектора $\boldsymbol{q}$;

$$\mu_0 = \beta^{-1}\int\beta_{\boldsymbol{k}}\mathrm{d}\Omega_{\boldsymbol{k}} \approx \alpha^2/4\pi,$$

$$\mu_q = \beta^{-1}\int\beta_{\boldsymbol{k}}\Gamma(\boldsymbol{k} - \boldsymbol{q})\mathrm{d}\Omega_{\boldsymbol{k}} \approx \alpha_{\mathrm{d}}^2/4\pi$$

– геометрические параметры, характеризующие расходимость пучка сжатого света и излучения среды в направлении вектора $\boldsymbol{q}$. Значения $n_q$ и $m_q$ отличны от нуля (и равны $n$ и $m$ соответственно), только если $q$ соответствует сжатой моде. При выводе (7) использовалось стандартное расцепление корреляторов $\langle b_{3j}b_{j'}b_{j''}^{\dagger}\rangle$, $\langle b_{3j}b_{3j'}\rangle = \langle b_{3j}\rangle\langle b_{3j'}\rangle = \langle b_{3j}\rangle\langle b_{j'}b_{j''}^{\dagger}\rangle$ ($j \neq j' \neq j''$, $j'' \neq j$).

Введем функцию корреляции мод

$$Q_{\boldsymbol{qq}'} = R_{\boldsymbol{q}}^+ R_{\boldsymbol{q}'}^+\exp(\mathrm{i}\phi) + R_{\boldsymbol{q}}^- R_{\boldsymbol{q}'}^-\exp(-\mathrm{i}\phi) \quad (8)$$

и перейдем к новым переменным

$$X_{\boldsymbol{qq}'}^{\pm} = \frac{P_{\boldsymbol{q}} + P_{\boldsymbol{q}'} \pm Q_{\boldsymbol{qq}'}}{4}, \quad (9)$$

определяющим дисперсию синфазной и квадратурной составляющих поля излучения. Тогда система уравнений (7) перепишется в виде

$$\begin{aligned}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\langle R_3\rangle &= -2\beta\left(\frac{N}{2} + \langle R_3\rangle\right.\\ &\quad\left. + \sum_{\boldsymbol{q}}\mu_q\langle X_{\boldsymbol{qq}'}^+ + X_{\boldsymbol{qq}'}^-\rangle\right) - 4\mu_0\beta n\langle R_3\rangle,\\ \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\langle X_{\boldsymbol{qq}'}^{\pm}\rangle &= -4\beta\gamma_0^{\pm}\langle X_{\boldsymbol{qq}'}^{\pm}\rangle\\ &\quad + 4\mu_q\beta\left(\langle X_{\boldsymbol{qq}'}^{\pm}\rangle + \gamma_q^{\pm}\langle R_3\rangle + \frac{N}{4}\right)\langle R_3\rangle,\end{aligned} \quad (10)$$

где $\gamma_0^{\pm} = 1/2 + \mu_0(n \pm |m|)$; $\gamma_q^{\pm} = 1/2 + n_q \pm |m|_q$.

Для дальнейших рассуждений удобно ввести две величины,

$$D_{\mathrm{f}} = \frac{\gamma_q^+}{\gamma_q^-} \ \text{ и } \ D_{\mathrm{m}} = \frac{\langle X_{\boldsymbol{qq}'}^+\rangle + N/4}{\langle X_{\boldsymbol{qq}'}^-\rangle + N/4}, \quad (11)$$

характеризующих степень сжатия (отношение дисперсий квадратурных составляющих) поля и среды соответственно. Из второго уравнения системы (10) видно, что скорости роста квадратурных составляющих $\langle X_{\boldsymbol{qq}'}^{\pm}\rangle$ существенно отличаются друг от друга при больших значениях $D_{\mathrm{f}}$ и $D_{\mathrm{m}}$. Таким образом, степень сжатия сигнала триггерного СИ зависит от степени сжатия триггерного импульса и степени сжатия усиливающей среды.

## 3. Основные результаты

Предположим, что инвертированная резонансная среда ($\langle R_3\rangle = N/2$, $\langle P_{\boldsymbol{q}}\rangle = \langle P_{\boldsymbol{q}'}\rangle = 0$) находится в слабом поле сжатого света ($n \ll N$). Тогда импульс СИ высвечивается в направлении волн поляризации с волновыми векторами $\boldsymbol{q} = \boldsymbol{k}$ и $\boldsymbol{q}' = \boldsymbol{k}'$. Используя закон сохранения квадрата длины коллективного вектора Блоха

$$\langle R_3\rangle^2 + \sum_{\boldsymbol{q}}\langle P_{\boldsymbol{q}}\rangle = \frac{N^2}{4},$$

находим, что полная интенсивность импульса СИ в приближении $N\mu_q \gg 1$, $N \gg n$ описывается обычным образом:

$$\langle X_{\boldsymbol{qq}'}^+\rangle + \langle X_{\boldsymbol{qq}'}^-\rangle = \frac{\langle P_{\boldsymbol{q}}\rangle + \langle P_{\boldsymbol{q}'}\rangle}{2} = \frac{N^2}{4}\,\mathrm{sech}^2\left(\frac{t - t_{\mathrm{del}}}{2\tau_{\mathrm{c}}}\right), \quad (12)$$

где $t_{\mathrm{del}} = \tau_{\mathrm{c}}\ln(N\mu_q)$ – время задержки импульса СИ относительно импульса накачки; $\tau_{\mathrm{c}} = (2\beta N\mu_q)^{-1}$ – время самонаведения корреляций в среде. Тот факт, что триггерный импульс не содержит когерентной составляющей, приводит к двум существенным отличиям рассматриваемого режима триггерного СИ от обычного режима, когда поле излучения триггерного импульса находится в когерентном состоянии.

Во-первых, время задержки импульса СИ теперь слабо зависит от интенсивности триггерного импульса (точная зависимость величин $\tau_{\mathrm{c}}$ и $t_{\mathrm{del}}$ от числа фотонов $n$

приводится в работе [18]. Во-вторых, среднее значение дипольного момента среды остается равным нулю в течение всего процесса СИ. В этом смысле рассматриваемый вариант триггерного сверхизлучения можно назвать *триггерной суперфлуоресценцией.*

Рассмотрим теперь соотношение квадратурных составляющих в импульсе СИ. На линейном этапе эволюции, когда $t \ll t_{\rm del}$ и $|\langle R_3(t)\rangle - \langle R_3(0)\rangle| \ll |\langle R_3(t)\rangle|$, из второго уравнения следует, что отношение скорости роста синфазной составляющей $\langle X^{+}_{\boldsymbol{qq}'}\rangle$ к скорости роста квадратурной составляющей $\langle X^{-}_{\boldsymbol{qq}'}\rangle$ есть

$$D_{\rm sr} = \frac{(N + \langle Q_{\boldsymbol{qq}'}\rangle)/4 + \gamma^{+}_{q}\langle R_3\rangle}{(N - \langle Q_{\boldsymbol{qq}'}\rangle)/4 + \gamma^{-}_{q}\langle R_3\rangle}. \qquad (13)$$

В результате, возбужденная среда высвечивает импульс сверхизлучения, дисперсии квадратурных составляющих которого отличаются друг от друга в $D_{\rm sr}$ раз. Величина $D_{\rm sr}$ существенно зависит от того, находится среда в сжатом состоянии или нет. Если в начальный момент времени среда полностью инвертирована ($\langle R_3\rangle = N/2$, $\langle Q_{\boldsymbol{qq}'}\rangle = 0$ и $\langle P_{\boldsymbol{q}}\rangle = 0$), то $D_{\rm sr} = (1 + 2\gamma^{+}_{q})/(1 + 2\gamma^{-}_{q}) \approx 2\sqrt{D_{\rm f}}$. Таким образом, степень сжатия импульса сверхизлучения, высвечиваемого инвертированной резонансной средой, равна лишь корню квадратному из степени сжатия падающего поля.

Предположим теперь, что в начальный момент времени среда находится в сжатом состоянии, т. е. характеризуется не равными друг другу дисперсиями квадратурных составляющих поляризации. Следуя работе [19], запишем:

$$\langle Q_{\boldsymbol{qq}'}\rangle = N\sin\theta, \quad \langle R_3\rangle = -\frac{N}{2}\cos\theta, \quad \langle P_{\boldsymbol{q}}\rangle = 0, \qquad (14)$$

где угол $\theta$ близок к $\pi/2$ в случае сильного сжатия. Тогда можно записать $D_{\rm m} = \cot^2(\eta/2)$, где $\eta = \theta - \pi/2$, и

$$D_{\rm sr} = \frac{\gamma^{-}_{q}\cos(\eta/2) + 2\sin(\eta/2)}{\sin(\eta/2) + 2\gamma^{-}_{q}\cos(\eta/2)}\Big(D_{\rm f}D_{\rm m}\Big)^{1/2} \sim \Big(D_{\rm f}D_{\rm m}\Big)^{1/2}. \qquad (15)$$

Таким образом, если степень сжатия среды имеет тот же порядок, что и степень сжатия триггерного импульса, то $D_{\rm sr} \sim D_{\rm f}$ и усиление сжатого света в режиме сверхизлучения можно получить без уменьшения степени его сжатия. Если же степень сжатия среды больше степени сжатия триггерного импульса, то происходит не только усиление сжатого света, но и увеличение степени его сжатия. При достаточно больших значениях $D_{\rm m}$ (близких к значению $N\mu_q$) можно получить на выходе $\langle X^{-}_{\boldsymbol{qq}'}\rangle + N/4 < N/4$, т. е. интенсивность сжатой квадратурной составляющей сигнала СИ оказывается меньше интенсивности некогерентного спонтанного фона. Следовательно, сигнал СИ может характеризоваться не только классическим сжатием (когда дисперсии квадратур не равны друг другу), но и квантовым сжатием (когда дисперсия одной квадратуры меньше вакуумного значения).

## 4. Заключение

В данной работе показано, что в режиме триггерного оптического сверхизлучения возможно усиление импульсов сжатого света, причем степень сжатия поля сверхизлучения существенно зависит от степени сжатия как поля триггерного импульса, так и поляризации усиливающей среды. Для усиления сжатого света в режиме оптического сверхизлучения без уменьшения степени сжатия необходимо приготовить активную среду в сжатом состоянии. Создание сжатой среды, в отличие от генерации сжатого излучения, является нетривиальной задачей (см. работы [19–23]). В общем случае приготовление сжатого состояния двухуровневой атомной системы можно описать при помощи гамильтониана вида $H = {\rm i}(g^{*}R^{-}R^{-} - gR^{+}R^{+})$. Как показано в работе [19] для двухатомного случая, взаимодействие, описываемое таким гамильтонианом, приводит к периодическому сжатию среды. Последнее означает, что в определенные моменты времени дисперсия одной из квадратурных составляющих макроскопической поляризации приближается к нулю. Именно в таком состоянии инвертированная среда ($\langle R_3\rangle > 0$) способна усилить сжатый триггерный импульс без уменьшения степени сжатия. Хотя по внешнему виду вышеприведенный гамильтониан аналогичен гамильтониану, описывающему процесс параметрического усиления, его физическая реализация сталкивается с большими трудностями.

Авторы настоящей работы предполагают, что данный гамильтониан может описывать ситуацию, когда система двухуровневых атомов взаимодействует с полем накачки, частота которого в два раза больше частоты оптического перехода атомов. В этом случае взаимодействие должно носить кооперативный характер, поскольку один фотон удвоенной частоты может поглотиться лишь двумя атомами. Выключая поле накачки в моменты максимального сжатия и одновременно подавая триггерный импульс, можно достичь существенного сжатия импульса триггерного СИ.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 01-02-16333а, № 02-02-16722а и № 02-02-81011-Бел-2002), программы Президиума РАН «Квантовая макрофизика», гранта МПНТ РФ и МНТЦ (грант №2121).

1. Смирнов Д.Ф., Трошин А.С. *УФН*, **153**, №2, 233 (1987).
2. Ахманов С.А., Белинский А.В., Чиркин А.С. В кн. *Новые физические принципы оптической обработки информации* (М.: Наука, 1990, с.83–194).
3. Тайш М.К., Салэ Б.Э.А. *УФН*, **161**, №4, 101 (1991).
4. Быков В.П. *УФН*, **161**, №10, 145 (1991).
5. Scully M.O., Zubairy M.S. *Quantum Optics* (Cambridge University Press, 1997).
6. Dicke R.H. *Phys. Rev. A*, **93**, 99 (1954).
7. Gardiner C.W. *Phys. Rev. Lett.*, **56**, 1917 (1986).
8. Palma G.M., Knight P.L. *Phys. Rev. A*, **39**, 1962 (1989).
9. Ficek Z. *Phys. Rev. A*, **42**, 611 (1990).
10. Agarwal G.S., Puri R.R. *Phys. Rev. A*, **41**, 3782 (1990).
11. Palma G.M., Vaglica A., Leonardi C., De Oliveira F.A.M., Knight P.L. *Opt. Commun.*, **79**, 377 (1990).
12. Ficek Z., Drummond P.D. *Phys. Rev. A*, **43**, 6247 (1991).
13. Ficek Z., Drummond P.D. *Phys. Rev. A*, **43**, 6258 (1991).
14. Vrehen Q.H.F., Schuurmans M.F.H. *Phys. Rev. Lett.*, **42**, 224 (1979).
15. Carlson N.W., Jackson D.J., Schawlow A.L., et. al. *Opt. Commun.*, **32**, 350 (1980).
16. Andrianov S.N., Samartsev V.V. *Laser Phys.*, **8**, 1 (1998).
17. Zinoviev P.V., Zuikov V.A., Kalachev A.A., Samartsev V.V., Silaeva N.B. *Laser Phys.*, **11**, 1307 (2001).
18. Andrianov S.N., Eremenko V.V., Zinoviev P.V., Samartsev V.V., Silaeva N.B., Sheibut Yu.E. *Laser Phys.*, **1**, 366 (1991).
19. Barnett S.M., Dupertuis M.-A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **4**, 505 (1987).
20. Kitagawa M., Ueda M. *Phys. Rev. A*, **47**, 5138 (1993).
21. Wineland D.J., Bollinger J.J., Itano W.M., Heinzen D.J. *Phys. Rev. A*, **50**, 67 (1994).
22. Saito H., Ueda M. *Phys. Rev. A*, **59**, 3959 (1999).
23. Hald J., Sörensen J.L., Schori C., Polzik E.S. *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 1319 (1999).