

ГЕНЕРАЦИЯ СУБПУАССОНОВСКОГО СВЕТА ОДНОМОДОВЫМ ДВУХУРОВНЕВЫМ ЛАЗЕРОМ С НЕКОГЕРЕНТНОЙ НАКАЧКОЙ

А.В.Козловский, А.Н.Ораевский

Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН
117924 Москва, Россия

Поступила в редакцию 11 марта 1998 г.

Обнаружено, что стационарное излучение двухуровневого одномодового лазера с некогерентной накачкой может находиться в неклассическом (субпуассоновском) состоянии, если скорость спонтанного распада ниже скорости потерь резонатора и скорости накачки. Найдены оптимальные условия сжатия. Многократное сжатие интенсивности излучения возможно в переходном режиме генерации.

PACS: 42.50.Dv

В настоящее время найдено несколько способов создания состояния электромагнитного поля с флуктуациями числа фотонов ниже уровня дробового шума (субпуассоновский свет). Для этого в работах [1–3] предложено использование одномодового лазера с регуляризованной накачкой. В [4, 5] для получения сжатого по числу фотонов света используется атомная когерентность активной среды. Многоуровневые схемы одномодового лазера, как показано в [6–13], также могут являться источником сжатого света в случае как когерентной, так и некогерентной накачки. В работах [14, 15] указывается на возможность генерации субпуассоновского света с помощью многомодового лазера. В [16] для одномодового двухуровневого лазера с некогерентной накачкой найдены условия создания переходного сжатого состояния генерируемого излучения.

В случае одномодовых двухуровневых лазеров, рассмотренных в работах [12, 17, 16], сжатие излучения в стационарных условиях отсутствует.

В настоящей статье дан анализ динамики квантово-статистических свойств излучения лазера с помощью приведенного оператора плотности системы атом+поле в базисе фоковских состояний поля, справедливый при любых возможных соотношениях между значениями параметров, характеризующих процессы некогерентной накачки и диссипации.

Квантовую стохастическую динамику двухуровневого одноатомного лазера будем анализировать с помощью приведенного оператора плотности системы атом+одномодовое поле в базисе фоковских состояний, следующего вида:

$$\rho(t) = \sum_{i,j=\uparrow,\downarrow} \sum_{n,m=0}^{\infty} \rho_{n,i;m,j}(t) |i\rangle|n\rangle\langle m|\langle j|. \quad (1)$$

В представлении взаимодействия и борн-марковском приближении [18, 19] приведенный оператор плотности системы атом+поле (1), взаимодействующей с резервуаром, удовлетворяет уравнению Лиувилля вида

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -i\Delta \left[\frac{\sigma^z}{2}, \rho \right] - ig[(a^+\sigma^- + \sigma^+a), \rho] +$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{\gamma}{2}(n_T + 1)(2a\rho a^+ - a^+a\rho - \rho a^+a) + \frac{\gamma}{2}n_T(2a^+\rho a - aa^+\rho - \rho aa^+) + \\
& + \frac{\Gamma}{2}(N_T + 1)(2\sigma^-\rho\sigma^+ - \sigma^+\sigma^-\rho - \rho\sigma^+\sigma^-) + \frac{\Gamma}{2}N_T(2\sigma^+\rho\sigma^- - \sigma^-\sigma^+\rho - \rho\sigma^-\sigma^+) + \\
& + \frac{P}{2}(1-p)(2\sigma^-\rho\sigma^+ - \sigma^+\sigma^-\rho - \rho\sigma^+\sigma^-) + \frac{P}{2}p(2\sigma^+\rho\sigma^- - \sigma^-\sigma^+\rho - \rho\sigma^-\sigma^+), \quad (2)
\end{aligned}$$

где атомные операторы и отстройка частоты резонатора от атомной частоты есть.

$$\sigma^- = |\downarrow\rangle\langle\uparrow|, \quad \sigma^+ = |\uparrow\rangle\langle\downarrow|, \quad \sigma^z = |\uparrow\rangle\langle\downarrow| - |\downarrow\rangle\langle\uparrow|, \quad \Delta = \omega_a - \omega_c. \quad (3)$$

Операторы атомной поляризации σ^+ , σ^- и оператор инверсии σ^z подчиняются соотношениям

$$2\sigma^\mp\sigma^\pm = (1 \mp \sigma^z), \quad \sigma^z\sigma^z = 1. \quad (4)$$

Входящие в (2) средние числа фотонов и фононов соответственно полевого и атомного резервуаров, находящихся в термодинамическом равновесии с температурой T , есть

$$n_T = (\exp(\hbar\omega_c/kT) - 1)^{-1}, \quad N_T = (\exp(\hbar\omega_a/kT) - 1)^{-1}. \quad (5)$$

Величины γ , Γ и P суть, соответственно, скорости потерь поля на зеркалах, спонтанного излучения и некогерентной накачки, g – константа взаимодействия атома с полем. Параметр p характеризует стационарную инверсию атомных состояний, поддерживаемую накачкой в отсутствие взаимодействия с полем, равную $\langle\sigma^z\rangle_0 = 2p - 1$.

Используя (1) и свойства ортонормированности базиса фоковских состояний, а также (4), из (2) находим систему связанных дифференциальных уравнений для элементов матрицы плотности вида [20]

$$\begin{aligned}
\rho_{1n,m}(t) & \equiv \langle\uparrow|\rho_{n,m}|\uparrow\rangle + \langle\downarrow|\rho_{n,m}|\downarrow\rangle, \quad \rho_{2n,m}(t) \equiv \langle\uparrow|\rho_{n,m}|\uparrow\rangle - \langle\downarrow|\rho_{n,m}|\downarrow\rangle, \\
\rho_{3n,m}(t) & \equiv \langle\uparrow|\rho_{n,m}|\downarrow\rangle, \quad \rho_{4n,m}(t) \equiv \langle\downarrow|\rho_{n,m}|\uparrow\rangle. \quad (6)
\end{aligned}$$

Система уравнений для компонент (6) размерности $4 \times (n_{max} + 1) \times (n_{max} + 1)$ решалась нами численно. В начальный момент времени поле находится, в общем случае, в произвольном смешанном состоянии, а атом – в суперпозиции верхнего и нижнего состояний: таким образом, матрица плотности невзаимодействующих в момент $t = 0$ атома и поля есть

$$\begin{aligned}
\rho(0) & = \rho_a \otimes \rho_f, \quad \rho_a = \left[\cos \frac{\theta}{2} \left| \uparrow \right\rangle + \sin \frac{\theta}{2} e^{i\varphi} \left| \downarrow \right\rangle \right] \left[\cos \frac{\theta}{2} \langle \uparrow | + \sin \frac{\theta}{2} e^{-i\varphi} \langle \downarrow | \right], \\
\rho_f & = \sum_{n,m=0}^{\infty} c_n c_m^* |n\rangle \langle m|. \quad (7)
\end{aligned}$$

Среднее число фотонов, средняя инверсия, флуктуации (дисперсия) фотонов, а также среднее поле с использованием группировки матричных элементов системы вида (6) определяются как

$$\langle n(t) \rangle = \text{Sp}(\rho(t)a^+a) = \sum_{n=0}^{\infty} n\rho_{1n,n}(t), \quad \langle D(t) \rangle = \text{Sp}(\rho(t)\sigma^z) = \sum_{n=0}^{\infty} \rho_{2n,n}(t),$$

$$\text{Var}(n(t)) \equiv \langle (\Delta n(t))^2 \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} (n - \langle n(t) \rangle)^2 \rho_{1n,n}(t), \quad (8)$$

$$\langle a^+(t) \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} \sqrt{n+1} \rho_{1n,n+1}(t), \quad \langle a(t) \rangle = \sum_{n=1}^{\infty} \sqrt{n} \rho_{1n,n-1}(t).$$

Дисперсии сопряженных квадратур $X_+(t) = (a^+(t) + a(t))/2$, $X_-(t) = (a^+(t) - a(t))/2i$ выражаются через матричные элементы оператора плотности:

$$\begin{aligned} \langle (\Delta X_{\pm})^2 \rangle = & \frac{1}{4} \left[\sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) \rho_{1n,n}(t) \pm \sum_{n=2}^{\infty} \sqrt{n(n-1)} \rho_{1n,n-2}(t) \pm \right. \\ & \left. \pm \sum_{n=0}^{\infty} \sqrt{(n+1)(n+2)} \rho_{1n,n+2}(t) \mp \left(\sum_{n=0}^{\infty} \sqrt{n+1} \rho_{1n,n+1}(t) \pm \sum_{n=1}^{\infty} \sqrt{n} \rho_{1n,n-1}(t) \right)^2 \right]. \end{aligned} \quad (9)$$

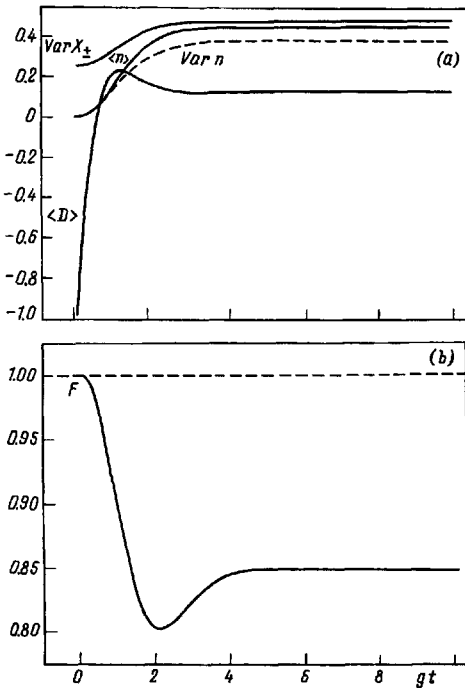


Рис.1. а) Среднее число фотонов $\langle n(t) \rangle$, флуктуации (дисперсия) числа фотонов $\text{Var } n(t)$, средняя инверсия $\langle D(t) \rangle$ и флуктуации (дисперсии) квадратур поля $\text{Var } X_{\pm}(t)$ лазера для начального состояния поля в когерентном вакууме и атома на нижнем уровне при $\gamma = 1.4g$, $\Gamma \ll \gamma$, $P = 1.4g$, $p = 1$, $\Delta = 0$, $T = 0$. б) Фактор Фано $F = \text{Var}(n)/\langle n \rangle$

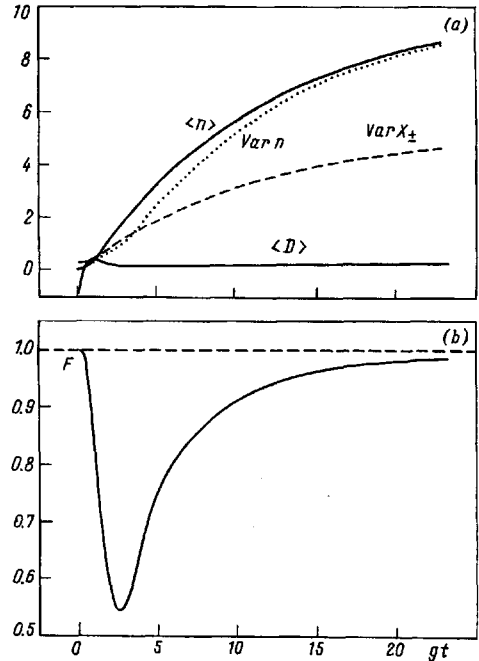


Рис.2. То же, что и на рис.1, при $\gamma = 0.1g$, $\Gamma \ll \gamma$, $P = 2g$, $p = 1$, $\Delta = 0$, $T = 0$

В качестве исходного состояния поля при $t = 0$ использовалось как состояние когерентного вакуума, так и хаотическое тепловое состояние со средним числом фо-

тонов, соответствующим оптическому диапазону излучения $\omega_a \sim 10^{14} \text{ с}^{-1}$ при температуре $T \sim 300 \text{ К}$. Численное исследование системы (2) в представлении (6), при различных параметрах лазера, показало, что стационарное излучение лазера обладает субпуассоновской статистикой числа фотонов в случае, если скорость спонтанного излучения $\Gamma < g, \gamma$ (см. рис.1). Максимальная степень сжатия флуктуаций числа фотонов имеет место при $\Gamma \ll g, \gamma$ для $T = 0 \text{ К}$ и составляет величину 15% (см. рис.2). При возрастании $\Gamma \rightarrow \gamma$ степень сжатия уменьшается, и при $\Gamma > \gamma$ излучение переходит в суперпуассоновское состояние. Значение параметра накачки p существенно влияет на стационарную статистику излучения; наибольшее сжатие имеет место при $p = 1$ и уменьшается при $p < 1$. Присутствие отстройки ($\Delta \neq 0$) также отрицательно влияет на величину сжатия. Оптимальные значения скорости потерь резонатора γ и скорости накачки P по отношению к константе связи g составляют $\gamma = P \approx 1.4g$ при $p = 1, \Delta = 0$, при которых фактор Фано ($F = \text{Var}(n)/\langle n \rangle$) составляет $F = 0.85$ при температуре $T < 100 \text{ К}$, $\omega_a = 10^{14}$. Как видно из рис.2, в процессе установления стационарной генерации излучение лазера пребывает в состоянии с неклассической субпуассоновской статистикой фотонов. Уменьшение скорости потерь резонатора по отношению к скорости накачки позволяет резко уменьшить значение фактора Фано. На рис.2 изображена динамика изменения фактора Фано для $\gamma = 0.1g, P = 2g$ для случая лазерной генерации из состояния когерентного вакуума поля и атома на нижнем уровне. В этом случае минимальное значение $F_{min} = 0.54$ при $\langle n \rangle = 1.43$; таким образом, в переходном режиме генерации оказывается возможным генерация интенсивного сжатого излучения. Величина сжатия в переходном режиме зависит от начального состояния; наибольшие сжатие и интенсивность излучения достигаются в том случае, если атом находится в верхнем состоянии, а поле в состоянии когерентного вакуума; в этом случае, например для $\gamma = 0.1g, P = 0.5g$, достигается 5-кратное сжатие ($F_{min} = 0.19$) при $gt = 1.8$ и $\langle n \rangle = 1.2$ (рис.3).

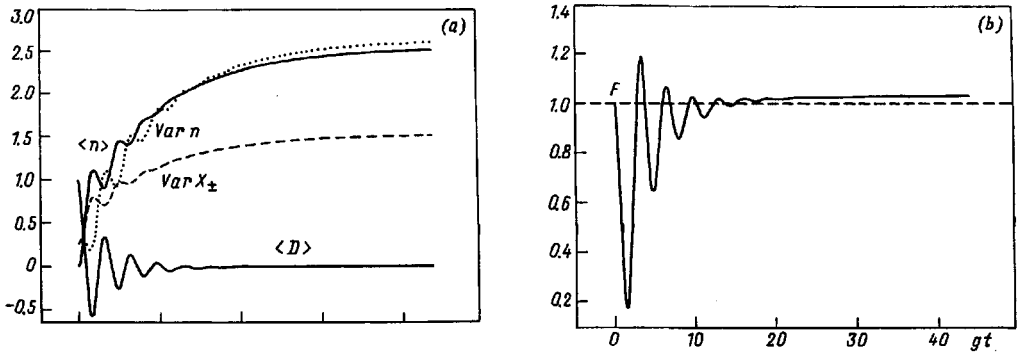


Рис.3. То же, что и на рис.1, при $\gamma = 0.1g, \Gamma \ll \gamma, P = 0.5g, p = 1, \Delta = 0, T = 0$, атом на верхнем уровне в начальный момент времени

Рассматриваемый нами случай, когда константа связи много меньше скорости спонтанного излучения и сопоставима по величине со скоростями потерь резонатора и накачки, не является характерным для большинства известных лазеров, при этом наилучшим образом удовлетворяет указанным требованиям лазер на переходах между высоковозбужденными состояниями ридберговских атомов, в случае которых константа связи может достигать величины $g \sim 10^6 \text{ с}^{-1}$.

-
1. Ю.М.Голубев, И.В.Соколов, ЖЭТФ **87**, 408 (1984).
 2. Y.Yamamoto, S.Mashida, and O.Nilson, Phys.Rev. **A34**, 4025 (1986).
 3. C.Benkert, M.O.Scully, J.Bergou et al., Phys. Rev **A41**, 2756 (1990).
 4. C.Benkert and M.O.Scully, Phys. Rev **A42**, 2817 (1990).
 5. L.Davidovich, J. of Mod. Phys. **68**, 127 (1996).
 6. M.A.Marte, H.Ritsch, and D.F.Walls, Phys. Rev. Lett. **61**, 1093 (1988).
 7. T.A.V.Kennedy and D.F.Walls, Phys. Rev. **A40**, 6366 (1989).
 8. H.Ritsch, P.Zoller, C.W.Gardiner, and D.F.Walls, Phys. Rev **A44**, 3361 (1991).
 9. H.Ritsch and P.Zoller, Phys. Rev **A45**, 1881 (1992).
 10. H.Ralph and C.M.Savage, Phys. Rev **A44**, 7809 (1991).
 11. D.L.Hart and T.A.V.Kennedy, Phys. Rev **A44**, 4572 (1991).
 12. А.В.Козловский, А.Н.Ораевский, Квантовая электроника **21**, 273 (1994).
 13. Н.-J.Briegel, G.M.Meyer, and В.С.Englert, Phys. Rev. **A53**, 1143 (1996).
 14. А.В.Козловский, ЖЭТФ **104**, 2995 (1993).
 15. A.Eschmann and C.V.Gardiner, Phys. Rev. **A54**, 3373 (1996).
 16. G.M.D.D'Ariano, C.Macchiavello, and M.G.A.Paris, Phys. Rev. Lett. **73**, 3187 (1994).
 17. А.В.Козловский, А.Н.Ораевский, ЖЭТФ **109**, 1524 (1996).
 18. М.Лэкс, *Флуктуации и когерентные явления*, М: Мир, 1974; M.Lax, *Fluctuations and coherence phenomena in classical and quantum physics*, Eds. M.Chretien, E.P.Gross, S.Deser, N.Y.: Gordon and Breach, 1968.
 19. К.В.Гардинер, *Стохастические методы в естественных науках*, М: Мир, 1986; C.W.Gardiner, *Handbook of stochastic methods*, Ed. H.Haken, Berlin: Springer-Verlag, 1985.
 20. В.Daeubler, H.Risken, and L.Schoendorff, Phys.Rev. **A46**, 1654 (1992).