

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Б 333

P17-88-267

Е.К.Башкиров,¹ Фам Ле Киен,² А.С.Шумовский

КОЛЛЕКТИВНОЕ СПОНТАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ
ДВУХ АТОМОВ
В РЕЗОНАТОРЕ С ПОТЕРЯМИ

Направлено в журнал "Physica A"

¹ Куйбышевский государственный университет

² Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Одной из важнейших проблем современной квантовой оптики является исследование излучения атомов в резонаторе^{/1,2/}. Интерес к этой проблеме инициирован работой Джейнса и Каммингса^{/3/}, в которой описано излучение отдельного атома в идеальном резонаторе. В недавних работах Агарвала и Пури^{/4-6/} рассматривалась динамика двухуровневого атома, взаимодействующего с одномодовым полем излучения в неидеальном резонаторе. При этом было показано, что неидеальность резонатора может заметно влиять на процессы излучения и поглощения такой системы. Вместе с тем в целом ряде работ получены точные решения для модели двух двухуровневых атомов с однофотонными^{/7-13/} и многофотонными^{/14/} переходами в идеальном резонаторе. Было показано, что в таких системах возможен ряд интересных квантовых эффектов, таких, как ограниченное сверхизлучение и субизлучение, пленение излучения, изменение статистики фотонов и др. Представляется интересным исследовать коллективное спонтанное излучение двух двухуровневых атомов с однофотонными переходами в резонаторе с потерями.

Следуя работам^{/4-6/}, запишем master equation для матрицы плотности системы, состоящей из двух двухуровневых атомов, взаимодействующих резонансным образом с одномодовым полем излучения в неидеальном резонаторе, в следующем виде:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = - (i/\hbar) [H, \rho] - k (a^+ a \rho - 2 a \rho a^+ + \rho a^+ a), \quad (1)$$

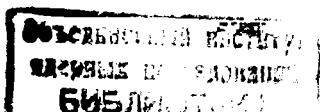
где

$$H = H_A + H_F + H_{AF},$$

$$H_A = \sum_{f=1}^2 \hbar \omega_f R_f^z, \quad H_F = \hbar \omega_0 a^+ a, \quad (2)$$

$$H_{AF} = \sum_{f=1}^2 \hbar g (R_f^+ a + R_f^- a^+).$$

Гамильтониан H описывает систему "два атома + мода поля" в дипольном приближении и приближении вращающейся волны. Здесь $a^+(a)$ — оператор рождения (уничтожения) фотона; R_f^z, R_f^\pm — операторы инверсии населенностей уровней и переходов f -атома; ω_0 — частота атом-



ного перехода и моды поля, взаимодействующей резонансным образом с атомом, g — константа связи; $2k$ — скорость потерь фотонов из резонатора.

Переходя к представлению

$$W(t) = e^{i/\hbar Nt} \rho(t) e^{-i/\hbar Nt},$$

$$\bar{\theta}(t) = e^{i/\hbar Nt} \theta e^{-i/\hbar Nt},$$

уравнение для матрицы плотности (1) запишем в виде

$$\frac{\partial W}{\partial t} = -k(\tilde{a}^+ \tilde{a} W - 2\tilde{a} W \tilde{a}^+ + W \tilde{a}^+ \tilde{a}). \quad (3)$$

Рассмотрим решение уравнения (3) для различных случаев выбора начального состояния системы.

1. Пусть в начальный момент времени возбуждены два атома, а поле в резонаторе отсутствует. В этом случае набор собственных функций ("одетых" состояний) и собственных значений гамильтониана H_{AF} , необходимых для описания развития системы, имеет вид

$$|\phi_{\pm}\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} |-, -, 2\rangle + \frac{1}{\sqrt{6}} |+, +, 0\rangle \pm \frac{1}{2} (|+, -, 1\rangle + |-, +, 1\rangle), \quad E_{\pm} = \pm \sqrt{6} \hbar g;$$

$$|\phi_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} |-, -, 2\rangle - \sqrt{\frac{2}{3}} |+, +, 0\rangle, \quad E_0 = 0; \quad (4)$$

$$|\phi_{\pm}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ |-, -, 1\rangle \pm \frac{1}{2} (|+, -, 0\rangle + |-, +, 0\rangle) \}, \quad \epsilon_{\pm} = \pm \sqrt{2} \hbar g;$$

$$|\phi_0\rangle = |-, -, 0\rangle, \quad \epsilon_0 = 0.$$

Здесь $|a, \beta; n\rangle$ представляют собой собственные функции свободного гамильтониана $H_A + H_F$:

$$|a, \beta; n\rangle = |a\rangle_{A_1} |\beta\rangle_{A_2} |n\rangle_F,$$

где $a, \beta = +, -$; $n = 0, 1, 2, \dots$ Знак "+" соответствует возбужденному, а "-" — основному состоянию атома. (В начальный момент времени система находится в состоянии $|+, +, 0\rangle$).

Используя выражения (4), можно получить уравнения для матричных элементов W в представлении "одетых" состояний. Пусть $k \ll g$. Тогда можно использовать так называемое секулярное приближение^{5,6/} и получить

$$\langle \phi_{\pm} | \dot{W} | \phi_{\pm} \rangle = -\frac{7}{3} k \langle \phi_{\pm} | W | \phi_{\pm} \rangle,$$

$$\langle \phi_{\pm} | \dot{W} | \phi_{\mp} \rangle = -\frac{7}{3} k \langle \phi_{\pm} | W | \phi_{\mp} \rangle,$$

$$\langle \phi_0 | \dot{W} | \phi_{\pm} \rangle = -\frac{11}{6} k \langle \phi_0 | W | \phi_{\pm} \rangle,$$

$$\langle \phi_0 | \dot{W} | \phi_0 \rangle = -\frac{4}{3} k \langle \phi_0 | W | \phi_0 \rangle,$$

$$\langle \psi_{\pm} | \dot{W} | \psi_{\pm} \rangle = -k \langle \psi_{\pm} | W | \psi_{\pm} \rangle + 2k \left\{ \frac{1}{3} \langle \phi_0 | W | \phi_0 \rangle + \left(\frac{1}{\sqrt{3}} + \frac{1}{2} \right) \langle \phi_{\pm} | W | \phi_{\pm} \rangle + \left(\frac{1}{\sqrt{3}} - \frac{1}{2} \right) \langle \phi_{\mp} | W | \phi_{\mp} \rangle \right\}, \quad (5)$$

$$\langle \psi_{\pm} | \dot{W} | \psi_{\mp} \rangle = -k \langle \psi_{\pm} | W | \psi_{\mp} \rangle,$$

$$\langle \psi_0 | \dot{W} | \psi_0 \rangle = k \{ \langle \psi_{+} | W | \psi_{+} \rangle + \langle \psi_{-} | W | \psi_{-} \rangle \}.$$

В начальный момент времени $W = W(0) = |+, +, 0\rangle \langle +, +, 0|$, поэтому для матричных элементов W в представлении "одетых" состояний имеем следующие выражения:

$$\langle \phi_{\pm} | W(0) | \phi_{\pm} \rangle = \langle \phi_{\pm} | W(0) | \phi_{\mp} \rangle = \frac{1}{6},$$

$$\langle \phi_0 | W(0) | \phi_{\pm} \rangle = -\frac{1}{3}, \quad \langle \phi_0 | W(0) | \phi_0 \rangle = \frac{2}{3}, \quad (6)$$

$$\langle \psi_{\pm} | W(0) | \psi_{\pm} \rangle = \langle \psi_{\pm} | W(0) | \psi_{\mp} \rangle = \langle \psi_0 | W(0) | \psi_0 \rangle = 0.$$

Решения уравнений (5) с учетом начальных условий (6) имеют вид

$$\langle \phi_{\pm} | W | \phi_{\pm} \rangle = \langle \phi_{\pm} | W | \phi_{\mp} \rangle = \frac{1}{8} e^{-7/3 kt},$$

$$\langle \phi_0 | W | \phi_{\pm} \rangle = -\frac{1}{3} e^{-11/6 kt},$$

$$\langle \phi_0 | W | \phi_0 \rangle = \frac{2}{3} e^{-4/3 kt},$$

$$\langle \psi_{\pm} | W | \psi_{\pm} \rangle = \frac{13}{8} e^{-kt} - \frac{4}{3} e^{-4/3 kt} - \frac{7}{24} e^{-7/3 kt}, \quad (7)$$

$$\langle \psi_{\pm} | W | \psi_{\mp} \rangle = 0,$$

$$\langle \psi_0 | W | \psi_0 \rangle = 1 - \frac{13}{4} e^{-kt} + 2e^{-4/3 kt} + \frac{1}{4} e^{-7/3 kt}.$$

Используя решения (7), мы можем найти среднее значение любой динамической величины θ :

$$\langle \theta \rangle = \text{Sp } \bar{\theta}(t) W(t). \quad (8)$$

В частности, для средней инверсии системы атомов и среднего числа фотонов имеем

$$\langle R^2(t) \rangle = -\frac{1}{72} e^{-7/3 kt} - \frac{4}{9} e^{-4/3 kt} + \frac{13}{8} e^{-kt} - 1 -$$

$$-\frac{1}{18}e^{-7/3 kt} \cos(2\sqrt{6} gt) + \frac{8}{9}e^{-11/6 kt} \cos(\sqrt{6} gt), \quad (9)$$

$$\langle N(t) \rangle = \frac{7}{72}e^{-7/3 kt} - \frac{8}{9}e^{-4/3 kt} + \frac{13}{8}e^{-kt} + \frac{1}{18}e^{-7/3 kt} \cos(2\sqrt{6} gt) - \frac{8}{9}e^{-11/6 kt} \cos(\sqrt{6} gt). \quad (10)$$

Отсюда при условии $k \ll g$ (в рамках секулярного приближения) выражение для интенсивности излучения системы атомов $I(t) = -\frac{d}{dt} \langle R^z \rangle$ находится в виде

$$I(t) \approx -\frac{\sqrt{6}}{9}ge^{-7/3 kt} \sin 2\sqrt{6} gt + \frac{8\sqrt{6}}{9}ge^{-11/6 kt} \sin \sqrt{6} gt. \quad (11)$$

На рис.1 приведена временная зависимость величин $\langle R^z \rangle$, $\langle N \rangle$, $I(t)$. Для $k = 0$ эти величины осциллируют с двумя частотами $\sqrt{6}g$ и $2\sqrt{6}g$.

Существование двух типов самоиндуцированных осцилляций Раби показывает одну из особенностей коллективного спонтанного излучения системы из двух атомов.

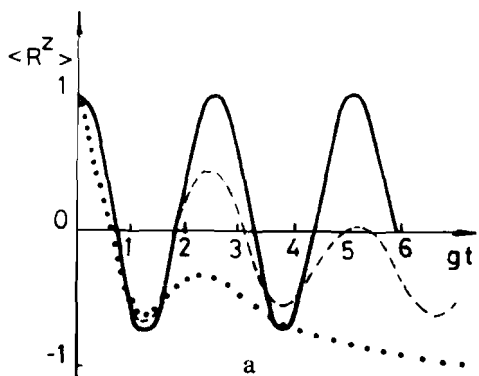
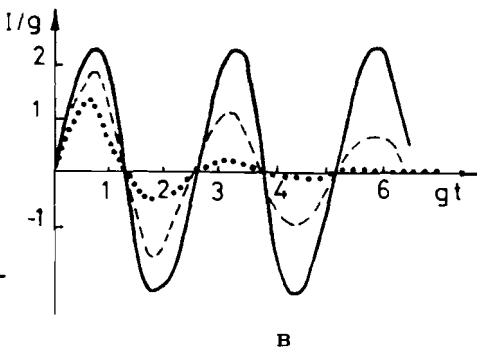
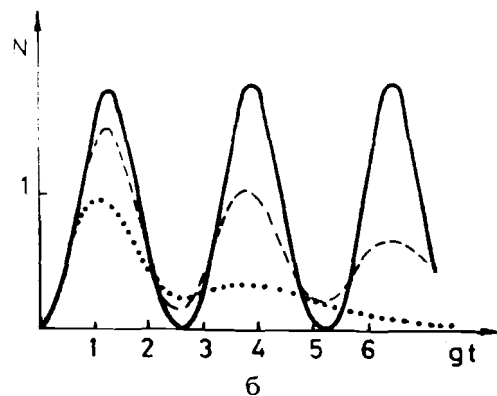


Рис.1. Временная зависимость инверсии населенностей атомов $\langle R^z \rangle$, числа фотонов $\langle N \rangle$ и интенсивности излучения I для системы двух первоначально возбужденных атомов в резонаторах различной добротности: $k = 0$ (сплошные линии), $k = 0,1g$ (штриховые линии) и $k = 0,4g$ (точечные линии).



Численные расчеты показывают, что для $k/g \geq 0,5$ осцилляции практически прекращаются.

Введем коэффициент пленения излучения в виде

$$R = \frac{1}{2}(1 + \min \langle R^z(t) \rangle), \quad (12)$$

где $\min \langle R^z(t) \rangle$ представляет собой минимальное значение средней инверсии двух атомов $\langle R^z \rangle = \langle R_1^z \rangle + \langle R_2^z \rangle$ (для систем с затуханием под $\min \langle R^z(t) \rangle$ будем понимать значения $\langle R^z \rangle$ в локальных минимумах). Выражение (12) для коэффициента пленения применимо и для систем с потерями и поэтому является более общим в сравнении с определением через отношение максимальных чисел фотонов, приведенным в работе ¹⁴.

Используя определение (12) и формулу (9), легко вычислить коэффициент пленения излучения. Для идеального резонатора $R = 1/9$, что согласуется с результатами работы ¹⁴. Поскольку $R > 0$, излучается не вся запасенная системой в начальный момент времени энергия, что означает проявление эффекта пленения излучения. Для систем с затуханием коэффициент пленения меняется с течением времени. Численные расчеты показывают, что для систем с малым затуханием ($k/g < 0,25$) коэффициент пленения на начальной стадии процесса не убывает, причем, чем меньше k/g , тем этот интервал времени длиннее. А затем коэффициент пленения начинает уменьшаться, приближаясь к нулю (т.е. эффект пленения излучения исчезает). Для систем с большим затуханием ($k/g > 0,25$) коэффициент пленения уменьшается на всех этапах эволюции системы.

Интересно сравнить полученные результаты с соответствующими выражениями для одноатомного случая, когда инверсия, число фотонов и интенсивность излучения имеют вид

$$\langle R^z(t) \rangle^{(1)} = e^{-kt} \cos^2 gt - \frac{1}{2},$$

$$\langle N(t) \rangle^{(1)} = e^{-kt} \sin^2 gt,$$

$$I^{(1)}(t) \approx ge^{-kt} \sin 2gt.$$

Численные расчеты показывают, что затухание приводит также к уменьшению отношения "максимальных" (экстремальных) значений интенсивностей $I_{\max}(l) / I_{\max}^{(1)}(l)$ по l , где l — целое число, нумерующее экстремумы интенсивностей. Так, например, для системы с $k/g = 0,2$ отношение "максимальных" интенсивностей меняется следующим образом: 1,6, 0,98, 0,8 ... т.е. система с затуханием с течением времени переходит из режима ограниченного сверхизлучения в режим субизлучения.

Теперь мы исследуем статистику фотонов в коллективном спонтанном излучении двух атомов, находящихся в идеальном резонаторе.

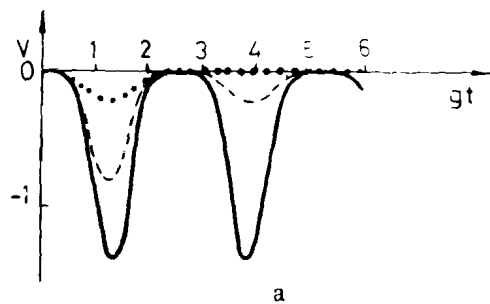
С этой целью мы вычислим корреляционную функцию

$$V(t) = \langle N^2(t) \rangle - \langle N(t) \rangle^2 - \langle N(t) \rangle.$$

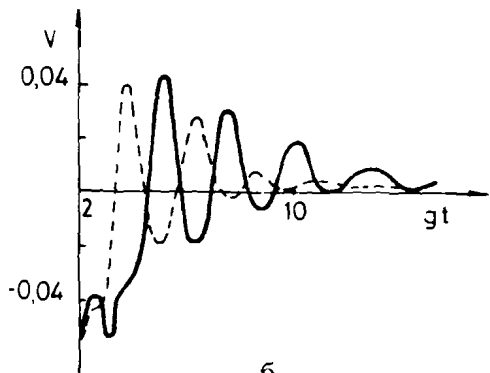
Здесь число фотонов $\langle N(t) \rangle$ дается выражением (10), а среднее от квадрата числа фотонов находится из (8) с использованием решений (7) и имеет вид

$$\begin{aligned} \langle N^2(t) \rangle = & \frac{23}{72} e^{-7/3 kt} - \frac{4}{9} e^{-4/3 kt} + \frac{13}{8} e^{-kt} + \\ & + \frac{5}{18} e^{-7/3 kt} \cos 2\sqrt{6} gt - \frac{16}{9} e^{-11/6 kt} \cos \sqrt{6} gt. \end{aligned} \quad (13)$$

Отрицательный знак функции $V(t)$ соответствует субпуассоновской статистике фотонов (антигруппировка фотонов), а положительный — суперпуассоновской статистике (группировка фотонов). Временная зависимость функции $V(t)$ для рассматриваемой системы представлена на рис.2. Для идеального резонатора ($k=0$) функция $V(t)$ отрицательна для всех моментов времени, что согласуется с результатами работы [14]. Это значит, что в системе двух атомов в резонаторе без потерь излученные фотоны имеют субпуассоновскую статистику.



a



b

На рис.2а показано коротковременное поведение функции $V(t)$, на рис.2б — длинновременная эволюция функции $V(t)$, для различных значений k/g в большем масштабе (по V). Наиболее интересной представляется следующая особенность поведения функции: на начальном этапе эволюции системы $V < 0$ для любых k (субпуассоновская статистика фотонов), затем

Рис.2. Временная зависимость корреляционной функции V для системы двух первоначально возбужденных атомов в резонаторах различной добротности. а) Коротковременное поведение. Сплошная линия: $k=0$, штриховая линия: $k=0,1g$, точечная линия: $k=0,4g$. б) Длинновременное поведение. Сплошная линия: $k=0,2g$, штриховая линия: $k=0,3g$.

система переходит в режим, когда V меняет знак, тем самым меняется тип статистики фотонов. Начиная с некоторого момента времени корреляционная функция V становится положительной (суперпуассоновская статистика фотонов). Причем с увеличением k изменение типа статистики фотонов начинается в более ранние моменты времени. Таким образом, наличие затухания приводит к изменению знака V (и соответственно типа статистики фотонов с субпуассоновской на суперпуассоновскую) в процессе коллективного спонтанного излучения.

2. Рассмотрим теперь другой интересный случай — одноатомное начальное возбуждение системы двух атомов. В этом случае система в начальный момент времени находится в состоянии

$$\alpha_1 |+, -; 0\rangle + \alpha_2 |-, +; 0\rangle,$$

где α_1 и α_2 — коэффициенты, удовлетворяющие условию нормировки $\alpha_1^2 + \alpha_2^2 = 1$.

"Одетые" состояния, необходимые для описания рассматриваемого случая, имеют вид

$$\begin{aligned} |\phi_{\pm}\rangle &= \frac{1}{2} \{ |+, -; 0\rangle + |-, +; 0\rangle \pm \sqrt{2} |-, -; 1\rangle \}, \quad E_{\pm} = \pm \sqrt{2}g; \\ |\phi_0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|+, -; 0\rangle - |-, +; 0\rangle), \quad E_0 = 0. \\ |\phi'_0\rangle &= |-, -; 0\rangle, \quad \epsilon_0 = 0. \end{aligned} \quad (14)$$

Для матричных элементов W в представлении "одетых" состояний из (3) получаем с учетом секулярного приближения следующие уравнения:

$$\begin{aligned} \langle \phi_{\pm} | \dot{W} | \phi_{\pm} \rangle &= -k \langle \phi_{\pm} | W | \phi_{\pm} \rangle, \\ \langle \phi_{\pm} | \dot{W} | \phi_{\mp} \rangle &= -k \langle \phi_{\pm} | W | \phi_{\mp} \rangle, \\ \langle \phi_0 | \dot{W} | \phi_{\pm} \rangle &= -\frac{1}{2} k \langle \phi_0 | W | \phi_{\pm} \rangle, \\ \langle \phi_0 | \dot{W} | \phi_0 \rangle &= 0, \end{aligned} \quad (15)$$

$$\langle \psi_0 | \dot{W} | \psi_0 \rangle = k \{ \langle \phi_{+} | W | \phi_{+} \rangle + \langle \phi_{-} | W | \phi_{-} \rangle \},$$

с начальными условиями

$$\begin{aligned} \langle \phi_{\pm} | W(0) | \phi_{\pm} \rangle &= \langle \phi_{\pm} | W(0) | \phi_{\mp} \rangle = \frac{1}{4} (\alpha_1 + \alpha_2)^2, \\ \langle \phi_0 | W(0) | \phi_{\pm} \rangle &= \frac{1}{2\sqrt{2}} (\alpha_1^2 - \alpha_2^2), \\ \langle \phi_0 | W(0) | \phi_0 \rangle &= \frac{1}{2} (\alpha_1 - \alpha_2)^2, \quad \langle \psi_0 | W(0) | \psi_0 \rangle = 0. \end{aligned} \quad (16)$$

Решения уравнений (15) с учетом начальных значений (16) имеют вид

$$\begin{aligned} \langle \phi_{\pm} | W | \phi_{\pm} \rangle &= \langle \phi_{\pm} | W | \phi_{\mp} \rangle = \frac{1}{4} (a_1 + a_2)^2 e^{-kt}, \\ \langle \phi_0 | W | \phi_{\pm} \rangle &= \frac{1}{2\sqrt{2}} (a_1^2 - a_2^2) e^{-1/2 kt}, \\ \langle \phi_0 | W | \phi_0 \rangle &= \frac{1}{2} (a_1 - a_2)^2, \\ \langle \psi_0 | W | \psi_0 \rangle &= \frac{1}{2} (a_1 + a_2)^2 (1 - e^{-kt}). \end{aligned} \quad (17)$$

Тогда, аналогично предыдущему случаю, из (8) и (17) получаем выражения для средней инверсии атомов, среднего числа фотонов, интенсивности излучения и корреляционной функции V в следующем виде:

$$\begin{aligned} \langle R^z(t) \rangle &= -\frac{1}{2} (a_1 + a_2)^2 + \frac{1}{2} (a_1 + a_2)^2 e^{-kt} \cos^2 \sqrt{2} gt, \\ \langle N(t) \rangle &= \frac{1}{2} (a_1 + a_2)^2 e^{-kt} \sin^2 \sqrt{2} gt, \\ I(t) &= \frac{1}{\sqrt{2}} g (a_1 + a_2)^2 e^{-kt} \sin 2\sqrt{2} gt, \\ V(t) &= -\langle N(t) \rangle^2. \end{aligned} \quad (18)$$

Коэффициент пленения излучения в случае начального одноатомного возбуждения естественно определить в виде

$$R = 1 + \min \langle R^z(t) \rangle.$$

Из соотношений (18) видно, что корреляционная функция V всегда отрицательна, т.е. статистика излучаемых фотонов является субпуассоновской для всех моментов времени.

Рассмотрим различные возможности выбора значений коэффициентов a_1 и a_2 :

а) $a_1 = 1, a_2 = 0$. Это ситуация, когда в начальный момент времени возбужден только один атом, а второй находится в основном состоянии. Для идеального резонатора в рассматриваемом случае имеем $I_{\max}/I_{\max}^{(1)} = 1/2 < 1, R = 1/2$, т.е. в системе имеют место явления пленения

излучения и субизлучения. Учет затухания не приводит к изменению коэффициента пленения излучения $R = 1/2$, т.е. несмотря на возможность потерь излучения (фотонов) из резонатора, доля энергии, испускаемой системой двух атомов, не больше $1/2$ первоначально запасенной энергии.

б) $a_1 = a_2 = 1/\sqrt{2}$. Это ситуация, когда система первоначально приготовлена в симметричном одноатомно-возбужденном состоянии. Для идеального резонатора в этом случае $I_{\max}/I_{\max}^{(1)} = \sqrt{2} > 1$ и $R = 0$, т.е. в системе имеет место явление ограниченного сверхизлучения, а пленение излучения отсутствует. Для резонатора с потерями коэффициент пленения остается равным нулю.

в) $a_1 = -a_2 = -1/\sqrt{2}$. В этом случае система первоначально находится в антисимметричном одноатомно-возбужденном состоянии. В этой ситуации для любых k

$$\langle N(t) \rangle = I(t) = 0, \quad R = 1,$$

что указывает на абсолютное пленение излучения.

Таким образом, в настоящей работе подробно исследована проблема спонтанного коллективного излучения двух атомов с однофотонными переходами в резонаторе с потерями.

Рассмотрены случаи двухатомного и одноатомного начального возбуждения системы. Исследована временная эволюция числа фотонов, интенсивности и инверсии населенностей атомных уровней. Показано, что неидеальность резонатора (конечность добротности резонатора) приводит к ослаблению проявления коллективных эффектов, при этом возможен переход системы из режима ограниченного сверхизлучения в режим субизлучения. При достаточно большом коэффициенте потерь исчезают самоиндуцированные осцилляции Раби и система переходит в одноимпульсный режим излучения. В случае начального двухатомного возбуждения эффект пленения излучения в отличие от ситуации с идеальным резонатором при достаточно больших временах исчезает. В то же время, как и в случае одноатомного возбуждения, неидеальность резонатора не приводит к изменению возможности проявления этого эффекта (абсолютное пленение излучения в случае антисимметричного начального возбуждения, отсутствие пленения в случае симметричного начального возбуждения и $1/2$ -пленение в случае возбуждения одного определенного атома). Кроме того, показана возможность изменения типа статистики фотонов в случае двухатомного начального возбуждения в отличие от случая идеального резонатора, когда статистика фотонов при любом времени является субпуассоновской.

ЛИТЕРАТУРА

1. Yoo H.I., Eberly J.H. – *Phys.Rep.*, 1985, 118, p.239.
2. Haroche S., Raimond J.M. – *Adv. Atom. Mol. Phys.*, 1985, 20, p. 347, Eds.D.R.Bates, B.Bederson (*Academic Press, New York*), 1985.
3. Jaynes E.T., Cummings F.W. – *Proc.IEEE*, 1963, 51, p.89.
4. Agarwal G.S., Puri R.R. – *Phys. Rev.*, 1986, 33, p.1757.
5. Puri R.R., Agarwal G.S. – *Phys. Rev.*, 1986, 33, p.3610.
6. Puri R.R., Agarwal G.S. – *Phys. Rev.*, 1987, 35, p.3433.
7. Papadopoulos G.S. – *J. Phys.*, 1980, A13, p.1423.
8. Van C.L. – *Acta Phys.Polon*, 1985, A68, p.647.
9. Deng Z. – *Opt.Commun.*, 1985, 54, p.222.
10. Walls D.F. – *J. Phys.*, 1971, A4, p.813.
11. Barnett S.M., Knight P.L. – *Optica Acta*, 1984, 31, p.435.
12. Barnett S.M., Knight P.L. – *Optica Acta*, 1984, 31, p.1203.
13. Agarwal G.S. – *J. Opt. Soc. Am.*, 1985, B2, p.480.
14. Shumovsky A.S., Fam Le Kien, Aliskenderov E.I. – *J. Phys. (Paris)*, 1987,48,p.1933.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 апреля 1988 года.

ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика