

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

Б742

P17-87-645

**Н.Н.Боголюбов (мл.), И.К.Кудрявцев*,
С.Ф.Лягушин*, А.С.Шумовский**

**СВЕРХИЗЛУЧЕНИЕ В СИСТЕМЕ
С ВНЕШНИМИ ИСТОЧНИКАМИ**

Направлено в журнал "Physica"

* Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова

1987

Как известно, модельная двухуровневая система, описываемая гамильтонианом Дикке, и ее обобщение на многоуровневый случай служат основой современной теории сверхизлучения и связанных с ним физических явлений. Гамильтониан Дикке, соответствующий приближению вращающейся волны, имеет вид

$$H_D = \sum_K \hbar \omega_K a_K^+ a_K + \hbar \Omega R_3 + \sum_K \hbar g_K (R^+ a_K + R^- a_K^+), \quad (1)$$

где a_K^+ , a_K - операторы фотонов, Ω - частота резонансного перехода, g_K - параметр диполь-фотонной связи

$$g_K = \sqrt{\frac{2\pi\omega_K}{\hbar V}} d,$$

d - величина дипольного момента перехода и R - коллективные операторы двухуровневых излучателей

$$R = \sum_{f=1}^N R_f,$$

$$[R_f^+, R_{f'}^-] = 2R_{zf} \delta_{ff'}, \quad [R_{zf}, R_f^\pm] = \pm R_f^\pm \delta_{ff'}.$$

В 1976 г. Джилмором и Боуденом^{/1/} было предложено обобщение модельного гамильтониана Дикке

$$H = H_D + H_{CC} + H_{CF}, \quad (2)$$

содержащее два дополнительных члена. Первый из них описывает классический ток:

$$H_{CC} = \hbar \sum_K (\mu_K a_K^+ + \mu_K^* a_K),$$

а второй - действие внешнего классического поля на излучатели:

$$H_{CF} = \hbar (\lambda R^+ + \lambda^* R^-).$$

В работе^{/1/} было показано, что наличие таких внешних источников может привести к существенному изменению термодинамического поведения системы, в частности, к изменению рода фазового перехода со второго на первый.

Безусловный интерес представляет также учет влияния таких дополнительных слагаемых на динамику процесса излучения. Для исследования этой проблемы воспользуемся развитым в ^{1,2,3/} методом иерархий операторных уравнений в применении к проблеме сверхизлучения.

Запишем уравнения движения для операторов фотонов в представлении Гейзенберга с гамильтонианом (2):

$$\begin{cases} i\hbar \frac{d}{dt} a_k = \hbar \omega_k a_k + g_k R^- + \mu_k \\ i\hbar \frac{d}{dt} a_k^+ = -\hbar \omega_k a_k^+ - g_k R^+ - \mu_k^* \end{cases}$$

Их формальное решение есть

$$\begin{cases} a_k(t) = a_k(t_0) e^{-i\omega_k(t-t_0)} - i \int_{t_0}^t d\tau e^{-i\omega_k(t-\tau)} \{g_k R^-(\tau) + \mu_k\} \\ a_k^+(t) = a_k^+(t_0) e^{i\omega_k(t-t_0)} + i \int_{t_0}^t d\tau e^{i\omega_k(t-\tau)} \{g_k R^+(\tau) + \mu_k^*\} \end{cases} \quad (3)$$

Составляя теперь уравнения движения для операторов излучателей

$$i\hbar \frac{d}{dt} O(t) = [O(t), H(t)],$$

где O - произвольный оператор, действующий на волновые функции гамильтониана (2) только как на функции системы излучателей, и исключая операторы фотонов (3) из уравнения для средних в соответствии с ^{1,3/}, получим

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \langle O(t) \rangle - \frac{i}{\hbar} \langle [H_M(t), O(t)] \rangle = \\ = \sum_k g_k \int_{t_0}^t d\tau e^{i\omega_k(t-\tau)} \{ e^{-i\omega_k(t-\tau)} \langle [R^+(t), O(t)] R^-(\tau) + N_k [[R^+(t), O(t)], R^-(\tau)] \rangle + \\ + e^{i\omega_k(t-\tau)} \langle R^+(\tau) [O(t), R^-(t)] + N_k [R^+(\tau), [O(t), R^-(t)]] \rangle \} + \\ + \sum_k g_k \int_{t_0}^t d\tau e^{i\omega_k(t-\tau)} \{ \mu_k e^{-i\omega_k(t-\tau)} \langle [R^+(t), O(t)] \rangle + \mu_k^* e^{i\omega_k(t-\tau)} \langle [O(t), R^-(t)] \rangle \}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $e^{i\omega_k(t-\tau)}$ - фактор, обеспечивающий адиабатическое включение взаимодействия между полем и излучателями ($\epsilon \rightarrow +0$ при $t_0 \rightarrow -\infty$),

$$\langle O(t) \rangle = Sp O(t) D(t_0),$$

$D(t_0)$ - статистический оператор начального состояния,

$$\begin{aligned} H_M = \hbar \Omega R_3 + H_{CF}, \\ N_k = 1 / \{ e^{\beta \hbar \omega_k} - 1 \} \end{aligned} \quad (5)$$

и β^{-1} - температура начального равновесного состояния квантованного электромагнитного поля.

Точная иерархия уравнений ⁽⁴⁾ представляет собой обобщение иерархии, полученной в работе ^{1,3/}, и переходит в последнюю при $|\lambda| = 0, |\mu| = 0$.

Стандартным образом с помощью приближенного преобразования

$$R^\pm(\epsilon) \approx R^\pm(t) e^{\mp i\Omega(t-\tau)} \quad (6)$$

перейдем от (4) к иерархии марковских уравнений.

Ограничимся здесь рассмотрением случая, когда параметры μ_k не зависят от времени. Подставим соотношение (6) в уравнения (4). Теперь интегрирование по времени τ может быть выполнено явно. После перехода к пределу $t_0 \rightarrow -\infty, \epsilon \rightarrow +0$ получаем иерархию марковских кинетических уравнений вида

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \langle O \rangle - \frac{i}{\hbar} \langle [H_M, O] \rangle = \\ = \Gamma \{ \langle [R^+, O] R^- \rangle + \langle R^+ [O, R^-] \rangle \} + \\ + \Xi \{ \langle [[R^+, O], R^-] \rangle + \langle [R^+, [O, R^-]] \rangle \}, \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$\Gamma = \frac{\pi \Omega^3}{\hbar c^3} d^{\mathcal{V}}, \quad \Xi = \Gamma N_{k\Omega}$$

(Γ и Ξ определяются из (4) при взятии интегралов по τ с учетом (6) и в пределе $t_0 \rightarrow -\infty, \epsilon \rightarrow +0$).

Члены, пропорциональные μ_k , при этом выпали, так как

$$\sum_k g_k \int_{-\infty}^t e^{-i\omega_k(t-\tau)} d\tau = \sum_k g_k \int_0^\infty e^{-i\omega_k \xi} d\xi = \pi \sum_k g_k \delta(\omega_k).$$

Иначе говоря, таковые слагаемые не вносят вклад в динамику системы (при $\mu_k = const$). Указанный результат сохраняется и при учете в (6) неоднородного лоренцева уширения.

Заметим, что уравнение (7) отличается от стандартного ^{1,3/} только определением оператора H_M , стоящего в левой части. В специальном случае, когда

$$\lambda = \frac{\hbar \omega_0(t)}{e} e^{-i\omega_0 t}, \quad \omega_0 = c |k_0|,$$

оператор H_{CF} описывает когерентную накачку с частотой Раби $\omega_R(t)$ и волновым вектором k_0 ^{1,4,5/}. Исследование подобной иерархии в более общем случае проведено в работе ^{1,6/}.

Впишем в явном виде уравнения для средних, полагая последовательно $O = R_3, R^+, R^-, R^+ R^-, R_3^2, R^+ R_3, R_3 R^-, (R^+)^2, (R^-)^2$.

$$\begin{aligned}
\frac{d}{dt} \langle R_3 \rangle &= -i(\lambda \langle R^+ \rangle - \lambda^* \langle R^- \rangle) - 2\Gamma \langle R^+ R^- \rangle - 4E \langle R_3 \rangle \\
\frac{d}{dt} \langle R^+ \rangle &= i(\Omega \langle R^+ \rangle - 2\lambda^* \langle R_3 \rangle) + 2\Gamma \langle R^+ R_3 \rangle - 2E \langle R^+ \rangle \\
\frac{d}{dt} \langle R^- \rangle &= -i(\Omega \langle R^- \rangle - 2\lambda \langle R_3 \rangle) + 2\Gamma \langle R_3 R^- \rangle - 2E \langle R^- \rangle \\
\frac{d}{dt} \langle R^+ R^- \rangle &= 2i(\lambda \langle R^+ R_3 \rangle - \lambda^* \langle R_3 R^- \rangle) - \\
&\quad - 4\Gamma \langle R^+ R^- \rangle + 4\Gamma \langle R^+ R^- R_3 \rangle - 4E \langle R^+ R^- \rangle + 8E \langle R_3 \rangle \\
\frac{d}{dt} \langle R_3^e \rangle &= i(-2\lambda \langle R^+ R_3 \rangle - \lambda \langle R^+ \rangle + 2\lambda^* \langle R_3 R^- \rangle + \lambda^* \langle R^- \rangle) - \\
&\quad - 4\Gamma \langle R^+ R^- R_3 \rangle + 2\Gamma \langle R^+ R^- \rangle + 4E \langle R^+ R^- \rangle - \\
&\quad - 8E \langle R_3^e \rangle - 4E \langle R_3 \rangle \\
\frac{d}{dt} \langle R^+ R_3 \rangle &= i(\Omega \langle R^+ R_3 \rangle - \lambda \langle (R^+)^e \rangle - 2\lambda^* \langle R_3^e \rangle + \lambda^* \langle R^+ R^- \rangle) - \\
&\quad - 2\Gamma \langle (R^+)^e R^- \rangle + 2\Gamma \langle R^+ R_3^e \rangle - 10E \langle R^+ R_3 \rangle - 4E \langle R^+ \rangle \\
\frac{d}{dt} \langle R_3 R^- \rangle &= i(-\Omega \langle R_3 R^- \rangle - \lambda \langle R^+ R^- \rangle + 2\lambda \langle R_3^e \rangle + \lambda^* \langle (R^-)^e \rangle) - \\
&\quad - 2\Gamma \langle R^+ (R^-)^e \rangle + 2\Gamma \langle R_3^e R^- \rangle - 10E \langle R_3 R^- \rangle - 4E \langle R^- \rangle \\
\frac{d}{dt} \langle (R^+)^e \rangle &= i(2\Omega \langle (R^+)^e \rangle - 4\lambda^* \langle R^+ R_3 \rangle - 2\lambda^* \langle R^+ \rangle) + \\
&\quad + 4\Gamma \langle (R^+)^e R_3 \rangle + 2\Gamma \langle (R^+)^e \rangle - 4E \langle (R^+)^e \rangle \\
\frac{d}{dt} \langle (R^-)^e \rangle &= -i(2\Omega \langle (R^-)^e \rangle + 4\lambda \langle R_3 R^- \rangle + 2\lambda \langle R^- \rangle) + \\
&\quad + 4\Gamma \langle R_3 (R^-)^e \rangle + 2\Gamma \langle (R^-)^e \rangle - 4E \langle (R^-)^e \rangle.
\end{aligned}
\tag{8}$$

Для того, чтобы замкнуть систему дифференциальных уравнений (8), воспользуемся расщеплением тройных корреляторов:

$$\begin{aligned}
\langle R^+ R^- R_3 \rangle &\approx \langle R^+ R^- \rangle \langle R_3 \rangle \\
\langle (R^+)^e R^- \rangle &\approx \langle R^+ \rangle \langle R^+ R^- \rangle + \langle R^+ R_3 \rangle \\
\langle R^+ R_3^e \rangle &\approx \langle R^+ R_3 \rangle \langle R_3 \rangle - \frac{1}{2} \langle R^+ R_3 \rangle \\
\langle (R^+)^e R_3 \rangle &\approx \langle R^+ R_3 \rangle \langle R^+ \rangle - \frac{1}{2} \langle (R^+)^e \rangle \\
\langle R^+ (R^-)^e \rangle &\approx \langle R^+ R^- \rangle \langle R^- \rangle + \langle R_3 R^- \rangle \\
\langle R_3^e R^- \rangle &\approx \langle R_3 \rangle \langle R_3 R^- \rangle - \frac{1}{2} \langle R_3 R^- \rangle \\
\langle R_3 (R^-)^e \rangle &\approx \langle R_3 R^- \rangle \langle R^- \rangle - \frac{1}{2} \langle (R^-)^e \rangle.
\end{aligned}$$

Переходя к вещественным переменным

$$\begin{aligned}
y_1 &= \langle R_3 \rangle, & y_2 &= \text{Re} \langle R^+ \rangle, & y_3 &= \text{Im} \langle R^+ \rangle, \\
y_4 &= \langle R^+ R^- \rangle, & y_5 &= \langle R_3^e \rangle, & y_6 &= \text{Re} \langle R^+ R_3 \rangle, \\
y_7 &= \text{Im} \langle R^+ R_3 \rangle, & y_8 &= \text{Re} \langle (R^+)^e \rangle, & y_9 &= \text{Im} \langle (R^+)^e \rangle, \\
\lambda_x &= \text{Re} \lambda, & \lambda_y &= \text{Im} \lambda,
\end{aligned}$$

получаем систему уравнений

$$\begin{aligned}
\frac{dy_1}{dt} &= 2\lambda_y y_2 + 2\lambda_x y_3 - 2\Gamma y_4 - 4E y_1 \\
\frac{dy_2}{dt} &= -\Omega y_3 - 2\lambda_y y_1 + 2\Gamma y_6 - 2E y_2 \\
\frac{dy_3}{dt} &= \Omega y_2 - 2\lambda_x y_1 + 2\Gamma y_7 - 2E y_3 \\
\frac{dy_4}{dt} &= -4\lambda_y y_6 - 4\lambda_x y_7 - 4\Gamma y_4 + 4\Gamma y_2 y_1 - 4E y_4 + 8E y_5 \\
\frac{dy_5}{dt} &= 4\lambda_y y_6 + 4\lambda_x y_7 + 2\lambda_y y_2 + 2\lambda_x y_3 - \\
&\quad - 4\Gamma y_2 y_1 + 2\Gamma y_4 + 4E y_4 - 8E y_5 - 4E y_1
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{dy_1}{dt} &= -\Omega y_2 + \lambda_x y_9 + \lambda_y y_8 - 2\lambda_z y_5 + \lambda_y y_4 - \\ &\quad - 2\Gamma(y_4 y_2 + y_6) + 2\Gamma y_6 (y_1 - \frac{1}{2}) - 10\Xi y_6 - 4\Xi y_2 \\ \frac{dy_2}{dt} &= \Omega y_6 - \lambda_x y_8 + \lambda_y y_9 - 2\lambda_x y_5 + \lambda_x y_4 - \\ &\quad - 2\Gamma(y_4 y_3 + y_2) + 2\Gamma y_2 (y_1 - \frac{1}{2}) - 10\Xi y_2 - 4\Xi y_3 \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \frac{dy_3}{dt} &= -2\Omega y_9 - 4\lambda_y y_6 + 4\lambda_x y_7 + 2\lambda_x y_3 - 2\lambda_y y_2 + \\ &\quad + 4\Gamma(y_6 y_2 - y_2 y_3) - 4\Xi y_6 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{dy_4}{dt} &= 2\Omega y_8 - 4\lambda_x y_6 - 4\lambda_y y_7 - 2\lambda_x y_2 - 2\lambda_y y_3 + \\ &\quad + 4\Gamma(y_6 y_3 + y_2 y_2) - 4\Xi y_9 \end{aligned}$$

Пусть в начальный момент все излучатели полностью инвертированы ($\langle R_3 \rangle_{t=0} = \frac{N}{2}$) и корреляция между ними отсутствует ($\langle \sum_{i \neq j} R_i^+ R_j^- \rangle_{t=0} = 0$). Для такого начального состояния системы

$$\begin{aligned} \langle R_3 \rangle &= \frac{N}{2}, \quad \langle R^+ \rangle = \langle R^- \rangle = 0, \quad \langle R^+ R^- \rangle = N, \\ \langle R_3^2 \rangle &= \frac{N^2}{4}, \quad \langle R^+ R_3 \rangle = \langle R_3 R^- \rangle = \langle (R^+)^2 \rangle = \langle (R^-)^2 \rangle = 0. \end{aligned}$$

Следовательно, начальные условия для решения системы (9) имеют вид:

$$\begin{aligned} y_1 &= \frac{N}{2}, \quad y_2 = y_3 = 0, \quad y_4 = N, \\ y_5 &= \frac{N^2}{4}, \quad y_6 = y_7 = y_8 = y_9 = 0. \end{aligned}$$

Поведение решения системы (9) анализировалось численно для следующих значений входящих в уравнения параметров:

$$\begin{aligned} \Omega &= 1 \cdot 10^{14} \text{ ч}^{-1}, \\ \Gamma &= 5 \cdot 10^8 \text{ ч}^{-1}, \quad \Xi = 0, \\ N &= 1 \cdot 10^{10}. \end{aligned}$$

При этом временные зависимости $y_1 = \langle R_3 \rangle$ и $y_4 = \langle R^+ R^- \rangle$ имеют стандартный для сверхизлучательных систем вид ¹⁷, а именно: величина y_1 , описывающая разность населенностей уровней излучателей, длительное время остается равной $N/2$, а затем быстро спадает до некоего отрицательного значения, близкого к $-N/2$, при этом $y_1(t_D) = 0$ (рис.1). Величина y_4 , характеризующая квадрат поляризации, имеет резкий всплеск при $t \sim t_D$, достигая при $t = t_D$ максимального значения $N^2/4$. В обычных сверхизлучательных системах установившееся при $t > t_D$ значение $\langle R_3 \rangle$ равняется $-N/2$. Очевидно, что в нашем случае это значение уже не удовлетворяет системе (9). Действительно, предположим, что система (9) описывает стационарное конечное состояние, в котором все излучатели находятся в основном состоянии. В таком случае левые части уравнений (9) следует положить равными 0, а для переменных, входящих в правые части, получаются следующие значения: $y_1 = -N/2$, $y_2 = y_3 = y_4 = 0$, $y_5 = N^2/4$, $y_6 = y_7 = y_8 = y_9 = 0$. Обнаруживаем, что равенство для ряда уравнений не выполняется при таких значениях переменных в случае, если $|\lambda| \neq 0$. Таким образом,

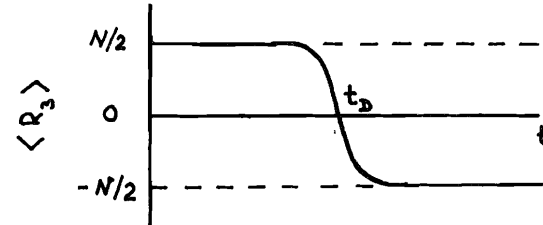


Рис.1. Зависимость $\langle R_3 \rangle$ от времени.

в марковском приближении имеет место эффект "запирания" внешним полем части излучателей в инвертированном состоянии при $t \rightarrow \infty$.

Рассмотрим зависимость времени задержки t_D от величины внешнего поля. Для $|\lambda| \leq 10^{-6} \Omega$ t_D совпадает со значением, получаемым в отсутствие внешнего поля (когда задача допускает аналитическое решение). Затем t_D начинает убывать и при $|\lambda| > 5 \cdot 10^{-5} \Omega$ наблюдается линейная зависимость t_D от $\ln |\lambda|$ (рис.2). Отметим, что t_D определяется только модулем λ .

Проанализируем далее, как t_D зависит от выбора частоты ω при периодическом характере зависимости внешнего поля от времени типа $\lambda_x = \lambda_0 \cos \omega t$. Расчеты проводились при $\lambda_0 = 10^{-4} \Omega$. Полученная зависимость имеет резонансный характер (рис.3). Минимальное t_D получается при $\omega = \Omega$. При малых ω результат совпадает с решением, полученным при $\lambda = \lambda_0 = \text{const}$, при больших ω

стремится к величине, получаемой в отсутствие внешнего поля, что физически очевидно.

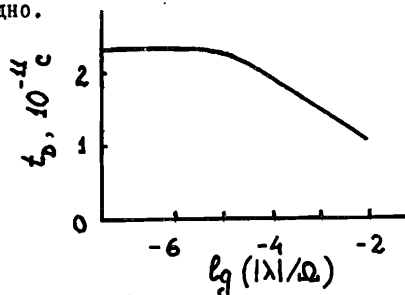


Рис.2. Зависимость t_D от $|\lambda|$.

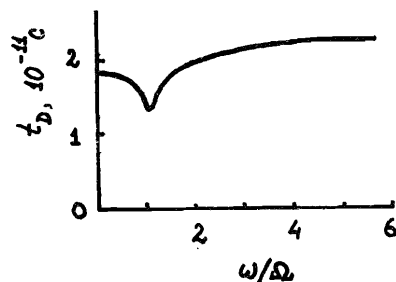


Рис.3. Зависимость t_D от частоты внешнего поля ω .

Теперь рассмотрим более детально начальную стадию развития сверхизлучательного импульса, когда еще $\langle R_3 \rangle \approx \frac{N}{2}$. Вдали от t_D излучатели слабо коррелированы, и можно приближенно положить в системе (9)

$$y_6 = \frac{N}{2} \cdot y_2, \quad y_7 = \frac{N}{2} \cdot y_3.$$

Тогда из второго и третьего уравнения системы (9) получаем неоднородную систему обыкновенных дифференциальных уравнений с постоянными коэффициентами для y_2 и y_3 :

$$\begin{cases} \frac{dy_2}{dt} = N\Gamma y_2 - \Omega y_3 - \lambda_y N \\ \frac{dy_3}{dt} = N\Gamma y_3 + \Omega y_2 - \lambda_x N. \end{cases} \quad (10)$$

Ее решение в общем виде дается формулой

$$\begin{aligned} y_2(t) &= -\frac{1}{2i} \frac{\lambda_x - i\lambda_y}{N\Gamma - i\Omega} + C_1 e^{(N\Gamma + i\Omega)t} + \\ &+ \frac{1}{2i} \frac{\lambda_x + i\lambda_y}{N\Gamma + i\Omega} + C_2 e^{(N\Gamma - i\Omega)t}, \\ y_3(t) &= \frac{1}{2} \frac{\lambda_x - i\lambda_y}{N\Gamma - i\Omega} - iC_1 e^{(N\Gamma + i\Omega)t} + \\ &+ \frac{1}{2} \frac{\lambda_x + i\lambda_y}{N\Gamma + i\Omega} + iC_2 e^{(N\Gamma - i\Omega)t}, \end{aligned}$$

где C_1 и C_2 определяются из начальных условий $y_2(0) = 0$, $y_3(0) = 0$.

Получаем

$$\frac{1}{2} \frac{\lambda_x + i\lambda_y}{N\Gamma + i\Omega} + iC_2 = 0,$$

$$\frac{1}{2} \frac{\lambda_x - i\lambda_y}{N\Gamma - i\Omega} - iC_1 = 0.$$

Отсюда

$$|C_1| = |C_2| = \frac{1}{2} \frac{\sqrt{\lambda_x^2 + \lambda_y^2}}{\sqrt{(N\Gamma)^2 + \Omega^2}}.$$

По огибающей функций $y_2(t)$ и $y_3(t)$

$$Y(t) = \frac{\sqrt{\lambda_x^2 + \lambda_y^2}}{\sqrt{(N\Gamma)^2 + \Omega^2}} (1 + e^{N\Gamma t})$$

определяем время t' , за которое амплитуды колебаний y_2 и y_3 достигают $N/2$:

$$t' = \frac{1}{N\Gamma} \ln \left[\frac{N}{2} \frac{\sqrt{(N\Gamma)^2 + \Omega^2}}{\sqrt{\lambda_x^2 + \lambda_y^2}} - 1 \right]. \quad (11)$$

t' соответствует времени, при котором коллективные процессы в системе начинают преобладать над спонтанным излучением отдельных излучателей. Поскольку на этой стадии происходит быстрое изменение заселенностей уровней излучателей, t' дает хорошую оценку для времени задержки t_D , что подтверждается результатами машинного счета.

Литература

1. Gilmore R., Bowden C.M.-J.Math.Phys., 1976, 17, 1617.
2. Боголюбов Н.Н.(мл.), Фам Ле Киен, Шумовский А.С.-ТМФ, 1982, 52, 423.
3. Bogolubov N.N. Jr., Fam Le Kien, Shumovsky A.S.-Physica, 1984, A128, 82.
4. Bowden C.M., Sung C.C.-Phys.Rev., 1978, A18, 1558.
5. Bowden C.M., Sung C.C.-Phys.Rev., 1979, A20, 2033.
6. Bogolubov N.N.Jr., Bashkirov E.K., Fam Le Kien, Shumovsky A.S.-Physica, 1985, A133, 413.
7. M.Gross, S.Haroche.-Phys.Reports, 1982, 93, 302.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 августа 1987 года.

Боголюбов Н.Н. /мл./ и др. P17-87-645
Сверхизлучение в системе с внешними источниками

Исследовано влияние внешнего классического поля и классического тока на характер динамического процесса в сверхизлучательной системе. Показано, что постоянный ток не влияет на характеристики сверхизлучательного импульса. Описан эффект "запирания" остаточной населенности внешним полем. Изучена зависимость времени задержки импульса от параметров внешнего поля.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод авторов

Bogolubov N.N./Jr./ et al. P17-87-645
Superfluorescence in the System with External Sources

The influence of the classical external field and classical current on the character of dynamic process in the superfluorescent system is investigated. It is shown that constant current does not affect the characteristics of superfluorescent pulse. The effect of "locking" of residual population by the external field is described. The dependence of the pulse delay time on the external field parameters is studied.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987