

УДК 541.124.7 : 539.18

РЕЗОНАНСНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ШУМОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ДВУХУРОВНЕВОЙ СИСТЕМОЙ

Г. М. Крочик

Исследуется поведение двухуровневой системы в сильном гауссовом шумовом поле произвольной ширины спектра. Показано, что релаксация средней разности населенностей осуществляется не экспоненциально, а квазипериодически. С увеличением интенсивности флуктуаций поля частота осцилляций стремится к частоте Раби. Исследовано стационарное значение разности населенностей в зависимости от соотношения между временами корреляции случайного поля, поперечной и продольной релаксации и частотной расстройки. Исследована фазовая релаксация. Установлено, что функция корреляции для матрицы плотности перехода в сильном шумовом поле совершает осцилляции, связанные с осцилляциями разности населенностей. Соответствующий спектр перехода содержит провал, величина которого растет с увеличением интенсивности флуктуаций поля. Приводится сравнение с результатами других работ.

ВВЕДЕНИЕ

Одной из важных задач нелинейной оптики* является описание резонансного взаимодействия мощного светового излучения с двухуровневой системой. Последняя характеризуется частотой перехода ω_{21} и дипольным моментом перехода d_{12} (частота поля $\omega = \omega_{21} + \delta$, $\delta \ll \omega_{21}$). Уравнения, описывающие такое взаимодействие, имеют вид** [1]

$$\dot{\rho} + (\Delta_2 + i\delta) \rho = -\gamma_1 \eta E; \quad (1a)$$

$$\dot{\eta} + \Delta_1 (\eta - \eta_0) = 2\gamma_1^* \rho E^* + 2\gamma_1 \rho^* E, \quad (1b)$$

где $\rho = \rho_{12} e^{-i\omega t}$, $\eta = \rho_{11} - \rho_{22}$, ρ_{ij} — матрица плотности атома, $\Delta_2 = T_2^{-1}$, $\Delta_1 = T_1^{-1}$, $T_{1,2}$ — времена продольной и поперечной релаксации, $E(t)$ — комплексная медленная амплитуда поля, $\gamma_1 = -id_{12}/\hbar$, а точка над ρ и η означает производную по времени t . Уравнения (1) в случае сильного регулярного поля исследованы достаточно подробно (см., например, [1]). В случае лазерного излучения амплитуда и фаза поля $E(t)$ являются гауссовыми случайными процессами [2]. Поэтому представляет несомненный интерес рассмотреть взаимодействие такого поля с двухуровневой системой (ДС). В настоящей работе мы рассмотрим однофотонное взаимодействие светового поля, случайно-модулированного комплексным гауссовым процессом с ДС.

Для получения усредненных уравнений для матрицы плотности в случае амплитудно-фазовой случайной модуляции светового поля

* Результаты, изложенные в данной работе, могут быть использованы и в других областях физики, где применяется понятие двухуровневой системы, например, в области магнитного резонанса.

** Уравнения для медленных амплитуд (1) справедливы при ширине спектра поля $\Delta\omega \ll \omega_{21}$.

Бурштейн [3, 4], а позднее и другие авторы использовали расцепление корреляций вида

$$\overline{E(t) E^*(t_1) \eta(t_1)} = \overline{\overline{E(t) E^*(t_1)}} \overline{\eta(t_1)}. \quad (2)$$

В таком приближении, которое носит название приближения Бурре, полагается, что шум и отклик на него относительно независимы. Как показано в [3], условия применимости получаемых таким образом уравнений не выходит за рамки применимости стохастической теории возмущений, а сами уравнения соответствуют приближению б-коррелированного случайного процесса. В этом же приближении Пржибельским были исследованы среднее значение и флуктуации заселеностей ДС [5].

Исследованию взаимодействия сильного шумового поля с ДС посвящены недавно вышедшие работы [6, 7]. В [6] с помощью диаграммной техники и численного интегрирования изучалось поведение стационарного значения разности населенностей. В [7] также численными методами изучалась двухфотонная ионизация атома при однофотонном резонансе сильного шумового поля с ДС.

Однако усредненных уравнений в случае сильного взаимодействия в работах [6, 7] получено не было. Между тем, получение таких уравнений открывает возможность исследовать не только стационарный отклик ДС, но и переходной режим (кинетику релаксации населенностей и релаксации когерентности). Последняя задача решается в настоящей работе методом последовательных приближений [8–11]. Оказалось, что высшие приближения, начиная с третьего, очень быстро сходятся. Решения усредненных уравнений третьего и последующих приближений при стремлении ширины спектра поля $\Delta\omega$ к нулю переходят в известные решения ДС в случае монохроматического поля (при отсутствии релаксации) и хорошо согласуются с результатами других работ, в которых исследовалось поведение динамических систем при сильных флуктуациях [6, 7, 12–14]. Все это позволило предположить, что высшие приближения описывают диамику ДС в сильном шумовом поле.

Отметим, что динамика ДС в сильном поле, случайно-модулированном чисто разрывным марковским процессом (обобщенный телеграфный процесс) исследовалась в работе [3]. При этом основные качественные выводы о квазидинамическом характере релаксации матрицы плотности совпадают с выводами нашей работы и служат еще одним косвенным подтверждением правильности полученных ниже результатов*.

1. ПОЛУЧЕНИЕ УСРЕДНЕННЫХ УРАВНЕНИЙ

Выведем уравнения для средних величин $\bar{\rho}$ и $\bar{\eta}$; из (1) при $n = 1$ имеем

$$\dot{\bar{\rho}} + (\Delta_2 + i\delta)\bar{\rho} = -\gamma_1 \bar{\eta} \overline{E}; \quad (3a)$$

$$\dot{\bar{\eta}} + \Delta_1 (\bar{\eta} - \eta_0) = 2\gamma_1^* \bar{\rho} \overline{E^*} + \text{к. с.} \quad (3b)$$

Для нахождения средних $\bar{\eta} \overline{E}$ и $\bar{\rho} \overline{E^*}$ применим формулу Фуруцу—Новикова (ФФН) и учтем, что для оптических полей $\overline{E(t) E^*(t_1)} = 0$, $\overline{E(t)} = 0$ (см. Приложение 1 и [2])

* Заметим, что усредненные уравнения ДС для случаев случайной модуляции поля чисто разрывным марковским процессом [3] и случайной фазовой модуляции, полученные в [5], идентичны, а результаты для стационарного отклика, содержащиеся в [5], содержатся в гораздо ранее вышедшей работе [3].

$$\overline{E(t)\eta(t)} = \int \overline{E(t)E^*(t_1)} \frac{\overline{\delta\eta(t)}}{\delta E^*(t_1)} dt_1; \quad (4a)$$

$$\overline{E^*(t)\rho(t)} = \int \overline{E^*(t)E(t_1)} \frac{\overline{\delta\rho(t)}}{\delta E(t_1)} dt_1. \quad (4b)$$

Поскольку уравнения (1) являются уравнениями первого порядка по t с начальными условиями при $t = 0$,

$$\rho(0) = \rho_0, \quad \eta(0) = \eta_0, \quad (5)$$

то $\rho(t)$ и $\eta(t)$ функционально зависят только от предшествующих по времени значений $\eta(t_1)$ и $\rho(t_1)$ из интервала $0 < t_1 < t$, т. е.

$$\delta\eta(t)/\delta E^*(t_1) = 0, \quad \delta\rho(t)/\delta E(t_1) = 0 \quad \text{при } t_1 < 0, \quad t_1 > t. \quad (6)$$

Учитывая это, в интервалах (4) следует выставить пределы 0 и t .

Получим теперь уравнения для подынтегральных функций в (4): $\delta\eta(t)/\delta E^*(t_1)$ и $\delta\rho(t)/\delta E(t_1)$. Для этого подействуем оператором $\delta/\delta E(t_1)$ и $\delta/\delta E^*(t_1)$ на уравнения (1а) и (1б); проводя далее усреднение и используя ФФН, получим

$$\left(\frac{d}{dt} + \Delta_2 + i\delta \right) \overline{\frac{\delta\rho}{\delta E_1}} = -\gamma_1 \int_0^t dt_2 \overline{EE_2^*} \overline{\frac{\delta^2\eta}{\delta E_1 \delta E_2^*}}; \quad (7a)$$

$$\left(\frac{d}{dt} + \Delta_1 \right) \overline{\frac{\delta\eta}{\delta E_1^*}} = 2\gamma_1^* \int_0^t dt_2 E^* E_2 \overline{\frac{\delta^2\rho}{\delta E_1^* \delta E_2}} + 2\gamma_1 \int_0^t dt_2 \overline{EE_2^*} \overline{\frac{\delta^2\rho^*}{\delta E_1^* \delta E_2^*}}, \quad (7b)$$

где для краткости обозначено $E(t_i) = E_i$, $E(t) = E$ (в дальнейшем мы также будем использовать обозначения $\rho(t_i) = \rho_i$, $\eta(t_i) = \eta_i$). Аналогично можно получить уравнения для подынтегральных функций в (7):

$$\left(\frac{d}{dt} + \Delta_2 + i\delta \right) \overline{\frac{\delta^2\rho}{\delta E_1^* \delta E_2}} = -\gamma_1 \int_0^t dt_3 \overline{EE_3^*} \overline{\frac{\delta^3\eta}{\delta E_1^* \delta E_2 \delta E_3^*}}; \quad (8a)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{d}{dt} + \Delta_1 \right) \overline{\frac{\delta^2\eta}{\delta E_1 \delta E_2^*}} &= 2\gamma_1^* \int_0^t dt_3 \overline{E^* E_3} \overline{\frac{\delta^3\rho}{\delta E_1 \delta E_2^* \delta E_3}} + \\ &+ 2\gamma_1 \int_0^t dt_3 \overline{EE^*} \overline{\frac{\delta^3\eta}{\delta E_1 \delta E_2 \delta E_3^*}}; \end{aligned} \quad (8b)$$

$$\left(\frac{d}{dt} + \Delta_2 - i\delta \right) \overline{\frac{\delta^2\rho^*}{\delta E_1^* \delta E_2^*}} = -\gamma_1^* \int_0^t dt_3 \overline{E^* E_3} \overline{\frac{\delta^3\eta}{\delta E_1^* \delta E_2 \delta E_3}}. \quad (8b)$$

Продолжая этот процесс, получим бесконечную цепочку зацепляющихся уравнений. Получим теперь начальные условия к этим уравнениям. Проинтегрируем (1а):

$$\rho = \rho_0 - (\Delta_2 + i\delta) \int_0^t \rho(x) dx - \gamma_1 \int_0^t \eta(x) E(x) dx; \quad (9)$$

действуя на (9) оператором $\delta/\delta E_1$, где $t_1 < t$, учитывая условия причинности (6) и устремляя t_1 к t , имеем

$$\delta \rho_1 / \delta E_1 = -\gamma_1 \eta_1 \quad (10a)$$

аналогично

$$\delta \eta_1 / \delta E_1^* = 2\gamma_1^* \rho_1. \quad (10b)$$

Усредняя (10), получим начальные условия к уравнению (7):

$$\overline{\frac{\delta \rho_1}{\delta E_1}} = -\gamma_1 \bar{\eta}_1, \quad \overline{\frac{\delta \eta_1}{\delta E_1^*}} = 2\gamma_1^* \bar{\rho}_1. \quad (11)$$

Из (10) легко найти начальные условия к уравнениям (8):

$$\overline{\frac{\delta^2 \rho_2}{\delta E_1^* \delta E_2}} = -\gamma_1 \overline{\frac{\delta \eta_2}{\delta E_1^*}}, \quad \overline{\frac{\delta^2 \eta_2}{\delta E_1 \delta E_2^*}} = 2\gamma_1^* \overline{\frac{\delta \rho_2}{\delta E_1}}. \quad (12)$$

Для получения уравнений первого приближения используем приближение δ -коррелированного случайного процесса:

$$\overline{E(t) E^*(t_1)} = \overline{E(t_1) E^*(t)} = B(t, t_1) = S(t) \delta(t - t_1), \quad (13)$$

где

$$S(t) = \int B(t, t_1) dt_1 \quad (14)$$

в первых уравнениях бесконечной цепочки (3), (4). Учитывая начальные условия (11), найдем

$$\dot{\bar{\rho}} + (\Delta_2 + i\delta) \bar{\rho} + |\gamma_1|^2 S(t) \bar{\rho} = (d/dt + L_1(t)) \bar{\rho} = 0; \quad (15a)$$

$$\dot{\bar{\eta}} + \Delta_1 (\bar{\eta} - \eta_0) + 2|\gamma_1|^2 S(t) \bar{\eta} = (d/dt + L_2(t)) \bar{\eta} - \Delta_1 \eta_0 = 0. \quad (15b)$$

Уравнения (15) могут быть получены также с помощью уравнения Эйнштейна—Фоккера.

Оставим в (4) точную функцию корреляции, а аппроксимацию (13) применим во вторых уравнениях цепочки (7). С учетом условий (12) получим

$$\left(\frac{d}{dt} + L_1(t) \right) \overline{\frac{\delta \rho}{\delta E_1}} = 0, \quad \left(\frac{d}{dt} + L_2(t) \right) \overline{\frac{\delta \eta}{\delta E_1^*}} = 0. \quad (16)$$

Интегрируя (16) в интервале (t_1, t) и подставляя решения в (3), (4), получим уравнения второго приближения:

$$\left(\frac{d}{dt} + \Delta_2 + i\delta \right) \bar{\rho} + 2|\gamma_1|^2 \int_0^t dt_1 B(t, t_1) \bar{\rho}(t_1) f_2(t, t_1) = 0; \quad (17a)$$

$$\left(\frac{d}{dt} + \Delta_1 \right) \bar{\eta} - \Delta_1 \eta_0 + \left[2|\gamma_1|^2 \int_0^t dt_1 B(t, t_1) \bar{\eta}(t_1) f_1(t, t_1) + \text{к. с.} \right] = 0, \quad (17b)$$

где

$$f_1(t, t_1) = \exp \left(- \int_{t_1}^t L_1(x) dx \right), \quad f_2(t, t_1) = \exp \left(- \int_{t_1}^t L_2(x) dx \right). \quad (18)$$

Уравнения третьего приближения можно получить, если использовать аппроксимацию (13) и соответствующие начальные условия в уравнениях (8), которые становятся замкнутыми. Решая их и подставляя полученные решения в (7), окончательно найдем:

$$\left(\frac{d}{dt} + \Delta_2 + i\delta \right) \overline{\frac{\delta p}{\delta E_1}} + 2 |\gamma_1|^2 \int_0^t dt_2 B(t, t_2) \overline{\frac{\delta p(t_2)}{\delta E_1}} f_2(t, t_2) = 0; \quad (19a)$$

$$\left(\frac{d}{dt} + \Delta_1 \right) \overline{\frac{\delta \eta}{\delta E_1^*}} + \left[2 |\gamma_1|^2 \int_0^t dt_2 B(t, t_2) \overline{\frac{\delta \eta(t_2)}{\delta E_1^*}} f_1(t, t_2) + \text{к. с.} \right] = 0. \quad (19b)$$

В совокупности с (3) и (4) эти уравнения — суть уравнения третьего приближения.

2. ДИНАМИКА НАСЕЛЕНОСТИ

Полученные выше уравнения описывают динамику средней разности населеностей $\bar{\eta}$ средней матрицы плотности перехода ρ при произвольной функции корреляции случайного поля $B(t, t_1)$, в том числе, если случайное поле — нестационарный статистический процесс. Последнее обстоятельство особенно важно в задачах нелинейной оптики, где часто приходится иметь дело с короткими импульсами света. Однако в данной работе мы проанализируем простейший случай, когда импульс света имеет прямоугольную форму, а функция корреляции носит экспоненциальный характер:

$$B(t, t_1) = J \exp(-\Delta |t - t_1|), \quad (20)$$

где $\Delta^{-1} = \tau_L$ — время корреляции.

Рассмотрим вначале поведение разности населеностей $\bar{\eta}(t)$ и установим условия применимости последовательных приближений. Используя в уравнениях последовательных приближений (20) и преобразование Лапласа, нетрудно построить изображение решения для $\bar{\eta}(t)$ в любом приближении:

$$\begin{aligned} \tilde{\eta} &= \eta_0 \frac{p + \Delta_1}{p} \frac{1}{p + \Delta_1 + 2WZ(p)}, \\ Z_1(p) &= \Delta \left[\frac{1}{p + \Delta + \Delta_2 + i\delta + WZ_2(p)} + \text{к. с.} \right], \\ Z_2(p) &= \Delta \left[\frac{1}{p + 2\Delta + \Delta_1 + 2WZ_3(p)} \right], \\ Z_3(p) &= \Delta \left[\frac{1}{p + 3\Delta + \Delta_2 + i\delta + WZ_4(p)} + \text{к. с.} \right] \end{aligned} \quad (21)$$

и т. д.

Знак к. с. в (21) означает комплексное сопряжение по всем членам предыдущего слагаемого, кроме p . В i -м приближении полагают $Z_i = 1$, $W = |\gamma_1|^2 S = 2|\gamma_1|^2 J \tau_L = 2|\gamma_1|^2 J \Delta^{-1}$. В Приложении 2 в качестве примера получено выражение для $\bar{\eta}(t)$ в третьем приближении.

Выражение для $\bar{\eta}(t)$ в первом приближении имеет вид

$$\bar{\eta}_{(1)} = \eta_0 \left[\frac{\Delta_1}{2W + \Delta_1} + \frac{2W}{2W + \Delta_1} e^{-(2W + \Delta_1)t} \right]. \quad (22)$$

При длительностях импульсов $t \ll \Delta_1^{-1}$ можно не учитывать неполевую релаксацию населеностей, т. е. полагать $\Delta_1 \approx 0$; в этом случае релаксация $\bar{\eta}$ носит экспоненциальный характер $\bar{\eta} = \eta_0 e^{-2Wt}$, т. е. W имеет смысл вероятности перехода в хаотическом поле (см. также [3]). В слу-

чае импульсов достаточно длинных, $t \gg \Delta_1^{-1}$, разность населенностей стремится к стационарному значению $\bar{\eta}_{\text{ст}} = \eta_0 \Delta_1 / (2W + \Delta_1)$. Значение интенсивности поля, при котором $\bar{\eta}_{\text{ст}}$ составляет половину первоначальной разности населенностей η_0 , обычно называют насыщающей интенсивностью; она находится из условия $2W = \Delta_1$:

$$J_{\text{нас}} = 0,25 \Delta \Delta_1 |\gamma_1|^{-2} = [4\tau_L T_2 |d_{12}|^2 \hbar^{-2}]^{-1}. \quad (23)$$

Понятие вероятности перехода W может быть введено только в первом приближении, соответствующем стохастической теории возмущений; в этом приближении полагают $\tau_L \approx 0$ (δ -коррелированное случайное поле). Уже во втором приближении, учитывая конечность радиуса корреляции, значение W не характеризует динамику переходного процесса и достигаемое стационарное состояние. Например, выражение для $\bar{\eta}$ при $\delta = 0$ в этом приближении имеет вид

$$\begin{aligned} \bar{\eta}_{(2)} = \eta_0 & \left[\frac{a\Delta_1}{a\Delta_1 + 2W\Delta} + \frac{2W\Delta}{p_1(a + \Delta_1) + 2a\Delta_1 + 4W\Delta} e^{p_1 t} + \right. \\ & \left. + \frac{2W\Delta}{p_2(a + \Delta_1) + 2a\Delta_1 + 4W\Delta} e^{p_2 t} \right], \end{aligned} \quad (24)$$

где

$$p_{1,2} = -0,5(a + \Delta_1) \pm \sqrt{0,25(a - \Delta_1)^2 - 2W\Delta}, \quad a = \Delta + W + \Delta_2. \quad (25)$$

Из (24) следует, что во втором приближении распад населенностей и достижение стационарного состояния характеризуются уже двумя характерными временами $p_{1,2}^{-1}$.

Эти времена определяются уже не только «вероятностью перехода» W и временем продольной релаксации $T_1 = \Delta_1^{-1}$, но и временем поперечной релаксации $T_2 = \Delta_2^{-1}$. Если выполнены условия

$$\Delta \gg \Delta_2, W, \Delta_1; \quad t \gg \Delta^{-1} = \tau_L, \quad (26)$$

то, как следует из (24), (25), $p_1 \approx -2W - \Delta_1$, $p_2 = -\Delta - \Delta_2 - \Delta_1 + W$ и $\bar{\eta}_{(2)}$ переходит в $\bar{\eta}_{(1)}$. Неравенства (26) являются условиями применимости уравнений первого приближения для η ; смысл их состоит в том, что время корреляции случайного поля много меньше всех динамических времен системы в этом поле. Учет частотной расстройки приводит уже, как это видно из (21), к четырем характерным временам, а к условиям (26) добавляется еще одно требование: $\delta \ll \Delta$.

Интересно отметить, что при малых временах $t \leq \tau_L$ при выполнении остальных условий (26) ($\Delta \gg \Delta_2, W, \Delta_1$) поведение η , даваемое (24) и (22), существенно различно: $\lim_{t \rightarrow 0} (\bar{\eta}_{(1)} / dt) = -2W$, $\lim_{t \rightarrow 0} (\bar{\eta}_{(2)} / dt) = 0$. Это, очевидно, приведет к тому, что спектр флюктуаций $\eta(t)$ в первом приближении имеет далекие, а во втором — резко обрывающиеся крылья.

Сравнение решений уравнений второго и третьего приближений показывает, что поведение $\bar{\eta}_{(2)}(t)$ и $\bar{\eta}_{(3)}(t)$ мало отличается при $\Delta > W, \Delta_2, \Delta_1$. В области сильных флюктуаций случайного поля $W > \Delta, \Delta_2$ расхождение решений $\bar{\eta}_{(2)}(t)$ и $\bar{\eta}_{(3)}(t)$ становится существенным. Рассмотрим поведение $\eta(t)$, даваемое высокими приближениями в области сильных флюктуаций случайного поля.

На рис. 1 изображены зависимости $\bar{\eta}_{(3)}(t)$, $\bar{\eta}_{(4)}(t)$ и $\bar{\eta}_{(5)}(t)$, построенные для двух различных соотношений параметров $W, \Delta_1, \Delta_2, \Delta$. Из

рис. 1 следует, что поведение $\bar{\eta}(t)$ в этих приближениях качественно не отличается: разность населеностей совершают затухающие осцилляции и стремится к стационарному значению. Поскольку количественные отличия решений для $\bar{\eta}_{(3)}(t)$, $\bar{\eta}_{(4)}(t)$ и $\bar{\eta}_{(5)}(t)$ также невелики, мы в дальнейшем рассмотрим поведение $\bar{\eta}(t)$ в третьем приближении.

Рассмотрим динамику населеностей в трех случаях, когда время корреляции случайного поля τ_L много меньше, порядка и много больше времен релаксации DC T_1 и T_2 . Положим вначале, что частотная расстройка $\delta = 0$. В случае $\tau_L \ll T_1, T_2$ ($\Delta \gg \Delta_1, \Delta_2$) движение $\bar{\eta}(t)$ определяется только характеристиками случайного поля. В слабых полях ($W < \Delta$) релаксация $\bar{\eta}$ происходит по экспоненциальному закону с постоянной распада $\sim 2W$. С увеличением интенсивности флюктуаций поля J система начинает проявлять динамические свойства. При $W \gg \Delta$ изменение $\bar{\eta}$ описывается квазипериодическим законом (см. рис. 1). Достигаемое стационарное значение $\bar{\eta}_{\text{ст}} \ll \eta_0$. Исследование решения $\bar{\eta}_{(3)}(t)$ при $W \gg \Delta \gg \Delta_1, \Delta_2$ показывает, что частота осцилляций стремится к значению $\omega_R = \sqrt{2W\Delta} = 2|d_{12}|J^{1/2}\hbar^{-1}$, которая совпадает с частотой Раби [1], время затухания приближенно равно τ_L . Таким образом, при $\tau_L \rightarrow \infty$ ($\Delta \rightarrow 0$) решение $\bar{\eta}(t)$ переходит в известное решение для монохроматического поля.

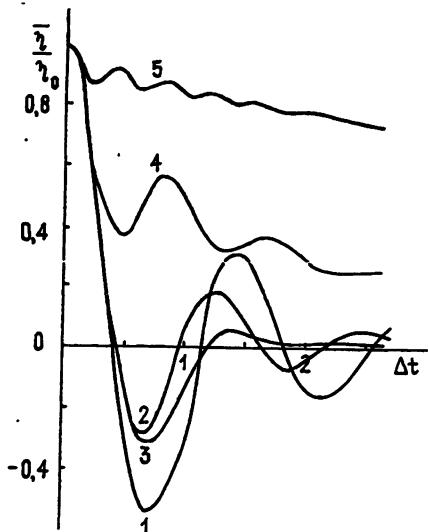


Рис. 1.

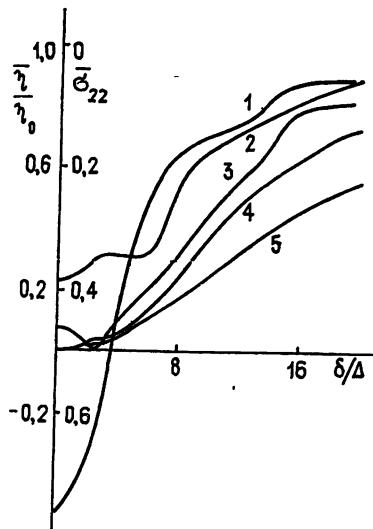


Рис. 2.

Рис. 1. Зависимость среднего значения разности населеностей от времени. Кривые 1, 2, 3 соответствуют значениям $\bar{\eta}$ в третьем, четвертом и пятом приближениях при $\delta = 0$. Кривые 4 и 5 соответствуют значениям $\bar{\eta}_{(3)}$ при $\delta/\Delta = 6; 15$, $W = 10\Delta = 100\Delta_1 = 100\Delta_2$.

Рис. 2. Зависимость средних значений разности населеностей $\bar{\eta}$ и населенности верхнего уровня σ_{22} от частотной расстройки δ для различных моментов времени t . Кривые 1—5 соответствуют $\Delta t = 0,75; 1,25; 3; 5; \infty$.

При $\Delta \ll \Delta_2$ (квазимонохроматическое поле) в случае $W \leq \Delta_2$, в том числе при $W > \Delta$, зависимость $\eta(t)$ не осциллирующая. При $W > \Delta_2$ разность населеностей, совершив несколько осцилляций, приходит в стационарное состояние. Характерное время переходного процесса равно $t_0 \approx (\Delta_1 + \Delta_2)^{-1}$, а частота осцилляций при $W/\Delta_2 \rightarrow \infty$ стремится к частоте Раби. При $\Delta \approx \Delta_2$ время переходного процесса зависит от всех трех времен T_1, T_2, τ_L .

Исследуем влияние частотной расстройки δ на поведение $\bar{\eta}(t)$. Прежде всего отметим, что второе приближение хорошо описывает поведение $\bar{\eta}(t)$ при $\delta \leq \Delta$. На рис. 1 изображены зависимости $\bar{\eta}_{(3)}(t)$, построенные при $W \gg \Delta$, Δ_1 , Δ_2 для различных δ . Из рис. 1 следует, что с увеличением δ частота осцилляций $\bar{\eta}(t)$ растет и стремится при $\delta/W \rightarrow \infty$ к значению $\omega_R = \delta$, а амплитуда осцилляций падает.

Исследуем теперь стационарное значение разности населенностей $\bar{\eta}_{\text{ст}}$, которое хорошо описывает процесс взаимодействия DC с шумовым полем в случае длинных импульсов (длительность импульсов $\tau_{\text{и}}$ много больше характерного времени переходного процесса t_0). Значение $\bar{\eta}_{\text{ст}}$ можно получить из (21): $\bar{\eta}_{\text{ст}} = \bar{\eta}(\infty) = \lim_{p \rightarrow 0} (\rho \bar{\eta})$. Выражение для $\bar{\eta}_{\text{ст}}$ в третьем приближении имеет вид

$$\bar{\eta}_{\text{ст}}(\delta) = \eta_0 [1 + S(\delta)]^{-1}, \quad (27)$$

где

$$S(\delta) = 2W\Delta\Delta_1^{-1}AB(B^2 + \delta^2A^2)^{-1}, \quad A = 2\Delta + 2W + \Delta_1, \quad (28)$$

$$B = 2\Delta^2 + 3\Delta W + \Delta\Delta_1 + 2\Delta\Delta_2 + 2W\Delta_2 + \Delta_1\Delta_2.$$

При $\delta = 0$ характеристикой насыщения $\bar{\eta}_{\text{ст}}$ является насыщающая интенсивность поля

$$J_{\text{нас}} = \frac{1}{2} \frac{1}{2|\gamma_1|^2 \Delta^{-1}} \left[-\left(\Delta - \frac{\Delta_1}{4} - \frac{\Delta_1\Delta_2}{2\Delta} \right) + \right. \\ \left. + \sqrt{\left(\Delta - \frac{\Delta_1}{4} - \frac{\Delta_1\Delta_2}{2\Delta} \right)^2 + \Delta_1 \left(2\Delta + 2\Delta_2 + \Delta_1 + \frac{\Delta_1\Delta_2}{2\Delta} \right)} \right]. \quad (29)$$

Рассмотрим некоторые предельные случаи, следующие из (29).

а) $\Delta \gg \Delta_1, \Delta_2$ (широкий спектр излучения). $J_{\text{нас}} = 0,25\Delta_1\Delta|\gamma_1|^{-2}$, что совпадает с выражением (23).

б) $\Delta_1\Delta_2/(2\Delta)^2 \gg 1$; например, при $\Delta \ll \Delta_1, \Delta \ll \Delta_2$ (квазимохроматическое излучение). $J_{\text{нас}} = 0,25\Delta_2\Delta_1|\gamma_1|^{-2} = 0,25\hbar^2(|d_{12}|^2T_1T_2)^{-1}$, что совпадает с выражением для $|E|_{\text{нас}}^2$ в случае монохроматического поля [1].

в) $\Delta = \Delta_2, \Delta_1 \ll \Delta$ (ширины спектров поля и линии перехода совпадают). $J_{\text{нас}} \approx 0,5\Delta_1\Delta_2|\gamma_1|^{-2}$.

Исследуем теперь зависимость стационарных населенностей уровней от частотной расстройки. Наиболее показательной является зависимость населенности возбужденного уровня от величины δ :

$$\bar{\sigma}_{22}(\delta) = 0,5(1 - \bar{\eta}_{\text{ст}}(\delta)) = 0,5S(\delta)(1 + S(\delta))^{-1}. \quad (30)$$

Из (30) и (28) следует, что $\bar{\sigma}_{22}(\delta)$ — лоренцевская кривая (см. рис. 4, кривая 5) с полушириной

$$\Delta\omega_{1/2} = 2 \left[\frac{2W\Delta AB + \Delta_1 B^2}{\Delta_1 A^2} \right]. \quad (31)$$

При изменении J от 0 до ∞ $\Delta\omega_{1/2}$ монотонно изменяется от $(\Delta\omega_{1/2})_{\min}$ до ∞ . В частности, при $\Delta \gg \Delta_1, \Delta_2$ $(\Delta\omega_{1/2})_{\min} = 2\Delta$, а при $\Delta \ll \Delta_1, \Delta_2$ $(\Delta\omega_{1/2})_{\min} = 2\Delta_2$.

Отметим в заключении раздела, что если длительность импульса $\tau_{\text{и}}$ меньше или порядка времени переходного процесса t_0 , то зависимость $\sigma_{22}(\delta)$ и $\eta(\delta)$ при фиксированном времени $t = \tau_{\text{и}}$ может существенно отличаться от лоренцевской. Это следует, в частности, из зависи-

мостей, приведенных на рис. 1. На рис. 2 представлены зависимости $\sigma_{22}(\delta)$ и $\eta(\delta)$ для различных моментов времени при значении $W=10\Delta=\Delta_1=100\Delta_2$. Видно, что для длительностей импульсов $t \sim t_0$ зависимость $\sigma_{22}(\delta)$ не монотонная, а содержит осцилляции.

3. ФАЗОВАЯ РЕЛАКСАЦИЯ

Рассмотрим теперь динамику движения средней величины матрицы плотности перехода ρ . Положим, что функция корреляции хаотического поля экспоненциальная (см. (20)), а частотная расстройка $\delta = 0$. Тогда нетрудно построить следующее изображение по Лапласу решения $\tilde{\rho}(p)$:

$$\tilde{\rho}(p) = \bar{\rho}(0) F(p), \quad (32)$$

где

$$\begin{aligned} F(p) &= (p + \Delta_2 + WY_1)^{-1}, \\ Y_1 &= \Delta(p + \Delta_1 + \Delta + 2WY_2)^{-1}, \\ Y_2 &= \Delta(p + 2\Delta + \Delta_2 + WY_3)^{-1}, \\ Y_3 &= \Delta(p + 3\Delta + \Delta_1 + 2WY_4)^{-1} \end{aligned} \quad (33)$$

и т. д.

В i -м приближении $Y_i \equiv 1$. Соответствующее решение для $\tilde{\rho}(t)$ характеризует релаксацию матрицы плотности ρ_{12} или, как говорят [3], фазовую релаксацию. Фурье-образ $\rho(t)$ характеризует спектр линии перехода ДС под действием шумового поля. Последнее следует из того, что решение усредненных уравнений для «стационарной» функции корреляции $R(t, 0) = \rho(t)\rho(0)$ совпадает с соответствующими решениями для $\tilde{\rho}(t)$, т. е.

$$\tilde{R}(p, 0) = R(0, 0)F(p). \quad (34)$$

В первом приближении функция корреляции

$$R(t, 0) = R(0, 0) \exp[-(\Delta_2 + W)t] \quad (35)$$

экспоненциальна, а соответствующий спектр перехода описывается лоренцевской кривой. Во втором приближении спектр уже не является лоренцевским и имеет резко обрывающиеся крылья. Второе приближение, однако, описывает взаимодействие в слабом поле, т. е. при $W < \Delta$. Рассмотрим подробно результаты исследования решения в третьем приближении, которое дает описание процесса в сильном поле. На рис. 3 изображены зависимости $R_{(3)}(t, 0)$ и соответствующей спектральной функции

$$R_{(3)}(\omega) = 2\pi^{-1} \int_0^\infty R_3(t, 0) e^{i\omega t} dt. \quad (36)$$

Функция корреляции $R(t, 0)$ испытывает осцилляции, а спектр перехода содержит провал, ширина которого растет с ростом J . Эти результаты хорошо согласуются с результатами других работ, где рассматривалось поведение динамических систем в сильном хаотическом поле. Так, например, корреляционные функции поступательной скорости молекулы в жидком состоянии, а также корреляционная функция, описывающая вращательную релаксацию в азоте вблизи тройной точки, имеют вид, аналогичный изображенному на рис. 3а (см. обзор [13]).

Рассчитанный в [12] спектр поглощения ДС при действии сильного шумового поля на смежном переходе также имеет вид, подобный спектру, приведенному на рис. 3б. В [13] приведен ряд экспериментальных данных, подтверждающих подобное поведение динамических систем при сильных флуктуациях параметров.

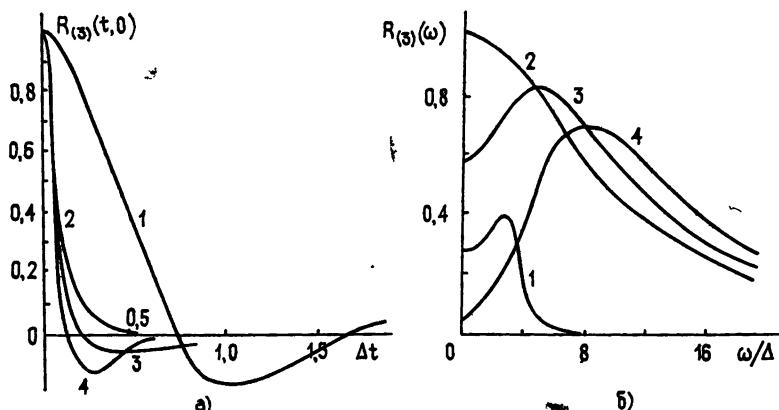


Рис. 3. Корреляционная (а) и спектральная (б) функции матричного элемента перехода ρ_{12} при действии на двухуровневую систему сильного широкополосного (кривые 1) и узкополосного (кривые 2—4) излучений. Кривые 1 — $W=10\Delta=100\Delta_1=100\Delta_2$. Кривые 2—4 соответствуют значениям $W/\Delta = 0,1; 10; 40$ и $\Delta = 0,1\Delta_2 = \Delta_1$.

В случае широкого спектра (рис. 3, кривые 1) осцилляции корреляционной функции наблюдаются в области $W > \Delta$, а в случае узкого спектра (рис. 3, кривые 2—4) — в области $W > \Delta_2$, т. е. когда интенсивность поля превосходит насыщающую: $J > \hbar^2/2|d_{12}|^2T_2T_1$. Эти осцилляции $R(t, 0)$ и соответствующий провал в спектре (расщепление линии перехода) являются следствием бieniaя разности населенностей η . Интересно отметить, что, в отличие от случая широкополосного спектра ($\Delta \gg \Delta_2$), в последнем случае при $W \gg \Delta$ $dR(t, 0)/dt|_{t=0} \simeq -\Delta_2 \neq 0$, что приводит к наличию экспоненциальных крыльев при любых интенсивностях полей J ($W \geq \Delta_2$).

Остановимся в заключение на перспективах использования предлагаемой методики для анализа некоторых других задач резонансной нелинейной оптики.

Метод последовательных приближений может быть использован и в случае, когда световое поле модулировано случайным процессом только по фазе. Усредненные уравнения первого приближения, как мы уже отмечали, были получены и исследованы в работах [3, 15]. Представляет интерес также исследовать случай, когда фаза поля является функционалом не б-коррелированной случайной функции, как в [3, 15], а функции с конечным радиусом корреляции. Путь построения усредненных уравнений в таком случае указан в Приложении 3.

В отличие от других аналогичных методик исследования динамических систем при сильных флуктуациях параметров (теория Мори [16], формализм функций памяти [13] и т. д.) рассматриваемая методика позволяет получать усредненные уравнения при воздействии нестационарного статистического процесса. Таким образом, открывается возможность исследовать реакцию ДС на действие коротких импульсов.

Метод последовательных приближений, вообще говоря, можно использовать и в случае взаимодействия волн. Например, таким методом

в [11] были получены усредненные уравнения, описывающие процесс взаимодействия волн при вынужденном комбинационном рассеянии. Представляет также интерес исследовать распространение коротких шумовых импульсов в усиливающей и поглощающей средах. Такое исследование возможно осуществить, поскольку уравнения для моментов самого шумового поля также выводятся рассматриваемым методом (см. [11]).

Остановимся, наконец, на уравнениях для высших моментов величин η и ρ . Такие уравнения нетрудно получить, записывая соответствующие неусредненные уравнения и проводя усреднение по описанной методике. Например, уравнения для дисперсий $N(t) = \overline{\eta^2(t)}$ и $R(t) = \overline{\rho^2(t)}$ нетрудно записать в виде

$$\begin{aligned}\dot{R} + 2\Delta_2 R &= -\gamma_1 \int dt_1 \overline{E E_1^*} \frac{\delta \eta \rho^*}{\delta E_1} + \text{к.с.,} \\ \dot{N} + 2\Delta_1 (N - \eta_0 \bar{\eta}) &= 4\gamma_1^* \int dt_1 \overline{E^* E_1} \frac{\delta \eta \rho}{\delta E_1} + \text{к.с.}\end{aligned}\quad (37)$$

Составляя уравнения для $\eta \rho$ и $\eta \rho^*$, действуя на них операторами $\delta/\delta E_1^*$, $\delta/\delta E_1$, проводя формальное усреднение и используя ФФН, можно получить вторые уравнения цепочки. Действуя аналогично, можно получить бесконечную цепочку уравнений. Рассмотрим уравнения первого приближения. Используя в (37) аппроксимацию (13) и начальные условия (10), получим

$$\begin{aligned}\dot{R} &= R [-2W + \Delta_2] + NW, \\ \dot{N} &= 8WR + N [-4W - 2\Delta_1] + 2\Delta_1 \bar{\eta} \eta_0.\end{aligned}\quad (38)$$

В частности, как нетрудно получить из (38), стационарное значение N равно

$$N_{\text{ст}} = \eta_0 \bar{\eta} \Delta_1 (\Delta_2 + W) (\Delta_1 \Delta_2 + W \Delta_1 + 2W \Delta_2)^{-1}, \quad (39)$$

а дисперсия населенностей $D = N - (\bar{\eta}_{\text{ст}})^2$ имеет вид (см. (22))

$$D = N_{\text{ст}} - \frac{\eta_0^2 \Delta_1^2}{(\Delta_1 + 2W)^2} = \frac{2W^2 \Delta_1^2 \eta_0^2}{(\Delta_1 + 2W)^2 (\Delta_1 \Delta_2 + W \Delta_1 + 2W \Delta_2)}. \quad (40)$$

Выражение (40) было получено также с помощью диаграммной техники в работе [5], где исследованы флуктуации населенностей ДС.

В заключение автор выражает благодарность Ю. Г. Хронопуло за поддержку работы и стимулирующие дискуссии, а также А. И. Бурштейну, П. В. Елютину, С. Г. Пржибельскому, С. И. Темкину за обсуждение ряда вопросов.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Комплексную амплитуду поля $E(t)$ можно представить в следующем виде:

$$E(t) = a(t) \exp(i\varphi(t)) = a(t) \cos \varphi(t) + ia(t) \sin \varphi(t) = A_1(t) + iA_2(t).$$

Таким образом, из уравнений (1) следует, что $\rho(t)$ и $\eta(t)$ являются функционалами либо двух случайных процессов $E(t)$ и $E^*(t)$, либо $A_1(t) = 0,5[E(t) + E^*(t)]$ и $A_2(t) = 0,5i^{-1}[E(t) - E^*(t)]$. Используем

теперь для нахождения среднего $\overline{\rho E}$ формулу Фуруцу—Новикова (ФФН) для функционала двух действительных функций [10] :

$$\begin{aligned} \overline{E\rho [E(t), E^*(t)]} &= \overline{(A_1 + iA_2)\rho [A_1, A_2]} = \int \overline{A_1(t) A_1(\tau)} \frac{\overline{\delta\rho(t)}}{\delta A_1(\tau)} d\tau + \\ &+ \int \overline{A_1(t) A_2(\tau)} \frac{\overline{\delta\rho(t)}}{\delta A_2(\tau)} d\tau + i \int \overline{A_2(t) A_1(\tau)} \frac{\overline{\delta\rho(t)}}{\delta A_1(\tau)} d\tau + \\ &+ i \int \overline{A_2(t) A_2(\tau)} \frac{\overline{\delta\rho(t)}}{\delta A_2(\tau)} d\tau. \end{aligned} \quad (\text{П.1.1})$$

Используя в (П.1.1) равенства $A_1 = 0,5(E + E^*)$ и $A_2 = 0,5i^{-1}(E - E^*)$, нетрудно получить

$$\begin{aligned} \overline{E(t)\rho [E(t), E^*(t)]} &= \int \overline{E(t)E^*(\tau)} \frac{\overline{\delta\rho(t)}}{\delta E^*(\tau)} d\tau + \\ &+ \int \overline{E(t)E(\tau)} \frac{\overline{\delta\rho(t)}}{\delta E(\tau)} d\tau. \end{aligned} \quad (\text{П.1.2})$$

Вывод формулы (П.1.2) для среднего от произведения гауссовой комплексной случайной функции на функционал от нее, основанный на ФФН для двух действительных функций, указан автору В. И. Кляцким и отличается от вывода этой формулы, приведенного в работе [11]. Для оптических полей действительная амплитуда $a(t)$ и фаза $\varphi(t)$ представляют независимые случайные процессы, таким образом, $\overline{E(t)E(\tau)} = \overline{a(t)a(\tau)\cos[\varphi(t) + \varphi(\tau)]} + i\overline{a(t)a(\tau)\sin[\varphi(t) + \varphi(\tau)]} = 0$

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Используем в (19а) функцию корреляции (20), обозначив $\psi(t, t_1) = -\gamma^{-1}(\delta\rho/\delta E_1)$. Тогда уравнения третьего приближения для η можно записать в виде

$$\left(\frac{d}{dt} + \Delta_1 \right) \bar{\eta} - \Delta_1 \eta_0 + W \Delta \left[\int_0^t \psi(t, t_1) \exp[-\Delta(t-t_1)] dt_1 + \text{к.с.} \right] = 0; \quad (\text{П.2.1})$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{d}{dt} + \Delta_2 + i\delta \right) \psi(t, t_1) + W \Delta \int_0^t \psi(t_2, t_1) \exp[-\{\Delta_1 + \\ + 2W + \Delta\}(t-t_2)] dt_2 = 0, \end{aligned} \quad (\text{П.2.2})$$

где $W = |\gamma_1|^2 S = 2|\gamma_1|^2 J \Delta^{-1}$. Применим преобразование Лапласа

$$\tilde{f}(p) = \hat{L}_t[f(t)] = \int_0^\infty f(t) e^{-pt} dt$$

к (П.2.2) :

$$\begin{aligned} \hat{L}_t[\psi(t, t_1)] &= \psi(t_1, t_1) \frac{1}{p + \Delta_2 + i\delta + [W\Delta/(p + \Delta + \Delta_1 + 2W)]} = \\ &= \bar{\eta}(t_1) \frac{1}{p + \Delta_2 + i\delta + W\Delta/(p + \Delta + \Delta_1 + 2W)}. \end{aligned} \quad (\text{П.2.3})$$

При получении (П.2.3) использовано условие (10а). По второй теореме разложения [17] выражение для $\psi(t, t_1)$ из (П.2.3) представимо в виде $\psi(t, t_1) = \eta(t_1)\psi_1(t - t_1)$. Используя теперь преобразование Лапласа в (П.2.1), получим

$$p\tilde{\eta} + \Delta_1\tilde{\eta} - \Delta_1\eta_0 p^{-1} - \eta_0 + W\Delta\tilde{\eta} [\tilde{\psi}_1(p + \Delta) + \tilde{\psi}_1^*(p + \Delta)] = 0, \quad (\text{П.2.4})$$

где $\tilde{\psi}_1(p)$ определено в (П.2.3), а $\tilde{\psi}_1^*(p)$ означает комплексное сопряжение по всем величинам (кроме p). Из (П.2.4) и (П.2.3) окончательно получим

$$\tilde{\eta} = \eta_0 \frac{p + \Delta_1}{p} \left\{ p + \Delta_1 + 2W\Delta \left[\frac{p + \Delta + \Delta_2 + W\Delta/(p + 2\Delta + 2W + \Delta_1)}{(\text{числ.})^2 + \delta^2} \right] \right\}^{-1}. \quad (\text{П.2.5})$$

ПРИЛОЖЕНИЕ 3

Положим, что действительная амплитуда поля $a(t)$ — регулярная функция времени, а фаза поля $\varphi(t)$ подчиняется уравнению $\dot{\varphi}(t) = \psi(t)$, где $\psi(t)$ — гауссов случайный процесс, с функцией корреляции $B(t, t_1) = \langle \psi(t)\psi(t_1) \rangle$. Тогда, вводя переменную $\rho'(t) = \rho(t)e^{-i\varphi(t)}$, из (1) нетрудно получить следующие уравнения для средних:

$$\dot{\bar{\rho}}' + (\Delta_2 + i\delta)\bar{\rho}' + i\psi(t)\bar{\rho}' = -\gamma a\bar{\eta} = -\omega_1\bar{\eta}; \quad (\text{П.3.1})$$

$$\dot{\bar{\eta}} + \Delta_1(\bar{\eta} - \eta_0) = 2\omega_1^*(\bar{\rho}' - \bar{\rho}'^*). \quad (\text{П.3.2})$$

Используем для среднего $\overline{\psi(t)\rho'(t)}$ ФФН, имеем

$$\overline{\psi(t)\rho'(t)} = \int_0^t B(t, t_1) \frac{\delta\rho'}{\delta\psi(t_1)} dt_1. \quad (\text{П.3.3})$$

Далее можно получить уравнения для $\delta\rho'(t)/\delta\psi(t_1)$ и построить высокие приближения. В первом приближении, когда $B(t, t_1) = D\delta(t - t_1)$,

$$\overline{\psi(t)\rho'(t)} = -0,5iD\overline{\rho'(t)}. \quad (\text{П.3.4})$$

Вводя переменные $x = \bar{\rho}' - \bar{\rho}'^*$, $y = \bar{\rho}' + \bar{\rho}'^*$ из (П.3.1), (П.3.2) и (П.3.4), получим следующее уравнение для $\bar{\eta}$:

$$\begin{aligned} \dot{\bar{\eta}} + (\Delta_1 + 2\Gamma)\bar{\eta} + \bar{\eta}[4|\omega_1|^2 + 2\Gamma\Delta_1 + (\Gamma^2 + \delta^2)] + \\ + \eta[4|\omega_1|^2\Gamma + (\Gamma^2 + \delta^2)\Delta_1] = (\Gamma^2 + \delta^2)\Delta_1\eta_0, \end{aligned} \quad (\text{П.3.5})$$

где $\Gamma = 0,5D + \Delta_2$. Аналогичным образом можно получить уравнения для $\bar{\rho}$ в первом приближении:

$$\begin{aligned} \dot{\bar{\rho}} + (\Delta_2 + i\delta)\bar{\rho} = -\omega_1\bar{\eta}, \\ \dot{\bar{\eta}}' + (0,5D + \Delta_1)\bar{\eta}' = 2\omega_1^*(\bar{\rho} - \bar{\rho}'^*), \\ \dot{\bar{\rho}}''^* + (D + \Delta_2 - i\delta)\bar{\rho}''^* = -\omega_1^*\bar{\eta}_1, \end{aligned} \quad (\text{П.3.6})$$

где $\bar{\eta}' = \eta e^{i\varphi}$, $\bar{\rho}'' = \rho e^{-2i\varphi}$. Из (П.3.6) легко получить соответствующее уравнение третьего порядка для $\bar{\rho}$. Уравнения (П.3.5) и (П.3.6) были получены и исследованы в работе [3], а позднее — в работе [15].

ЛИТЕРАТУРА

1. Бутылкин В. С., Каплан А. Е., Хронопуло Ю. Г., Якубович Е. И. Резонансное взаимодействие света с веществом.—М.: Наука, 1977.
2. Лэкс М. Флуктуации и когерентные явления.—М.: Мир, 1974.
3. Бурштейн А. И. Лекции по курсу «Квантовая кинетика».—Новосибирск: Гос. ун-т, 1968.
4. Бурштейн А. И.—ФТТ, 1963, 5, вып. 4, с. 1243.
5. Пржибельский С. Г.—Опт. и спектр., 1977, 42, вып. 1, с. 17.
6. Georges A. T., Lambropoulos P.—Phys. Rev. A., 1979, 20, № 3, р. 991.
7. Zoller P.—Phys. Rev. A., 1979, 19, № 3, р. 1151.
8. Кляцкин В. И., Татарский В. И.—Изв. вузов — Радиофизика, 1971, 14, № 9, с. 1400.
9. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. II. Случайные поля.—М.: Наука, 1978.
10. Кляцкин В. И. Стохастические уравнения и волны в случайно-неоднородных средах.—М.: Наука, 1980.
11. Крочик Г. М.—Квантовая электроника, 1980, 7, № 2, с. 749.
12. Елютин П. В.—Опт. и спектр., 1977, 43, вып. 3, с. 542.
13. Бурштейн А. И., Темкин С. И. Препринт НГУ № 16.—Новосибирск, 1980.
14. Бурштейн А. И., Темкин С. И. Препринт НГУ № 17.—Новосибирск, 1980.
15. Agarwal G. S.—Phys. Rev. A., 1978, 18, № 4, р. 1490.
16. Mogi H.—Progr. Theor. Phys., 1965, 33, № 3, р. 423; 34, № 3, р. 399.
17. Лаврентьев М. А., Шабат Б. В. Методы теории функций комплексного переменного.—М.: Наука, 1965.

Научно-исследовательский институт
органических полупродуктов и красителей

Поступила в редакцию
10 сентября 1981 г.

RESONANCE INTERACTION BETWEEN THE NOISE RADIATION AND A TWO-LEVEL SYSTEM

G. M. Krochik

The behaviour of a two-level system is studied in a strong Gaussian noise field of an arbitrary spectrum width. It is shown that the relaxation of the average difference of population is realized not exponentially but quasi-periodically. With the increase of the field intensity fluctuations the oscillation frequency tends to the Rabi frequency. The stationary value of the population difference versus the relation between times of the random field correlation, transverse and longitudinal relaxation and the detuning frequency have been studied. The phase relaxation is investigated. It is stated that the correlation function for the matrix of the transition density in a strong noise field makes oscillations associated with oscillations of the population difference. The corresponding spectrum of transition contains a dip the value of which increases with the increase of the field fluctuation intensity. A comparison is made with the results published elsewhere.