УДК 538.56 : 530.145

П. В. ЕЛЮТИН

О КИНЕТИКЕ ИНДУЦИРОВАННОЙ РЕЛАКСАЦИИ

Кинетика индуцированной релаксации впервые рассматривалась в работах [1, 2] для двухуровневой системы в поле излучения с ударно уширенной линией. Более реалистичная для описания сильных лазерных полей модель, в которой амплитуда или фаза сильного внешнего поля считались стационарными гауссовыми процессами, рассматривалась в работе [3]. При этом была рассмотрена система без релаксации. В настоящей работе рассмотрено поведение разности населенностей двухуровневой системы с поперечной релаксацией $\alpha = T^{-1} \neq 0$ под действием квазирезонансного поля с флуктуирующими параметрами.

Рассмотрим флуктуации амплитуды. Уравнение для разности населенностей двухуровневой системы $y = \rho_{22} - \rho_{11}$ в резонансном поле

$$V(t) = E(t) \cos \Omega t,$$

где $\hbar\Omega$ есть разность энергий уровней, при произвольной огибающей $E(t)$ имеет вид [4]

$$y'' + y' \left(\alpha - \frac{\omega'}{\omega} \right) + \omega^2 x = 0, \quad \omega(t) = \mu \hbar^{-1} E(t). \tag{1}$$

Здесь μ есть матричный элемент перехода. Уравнение (1) при начальных условиях $y(0) = 1$, $y'(0) = 0$ удобно представить в виде интегрального уравнения

$$y = 1 - \int_0^t \omega(x_1) e^{-\alpha x_2} dx_1 \int_0^{x_1} \omega(x_2) e^{\alpha x_2} y(x_2) dx_2, \tag{2}$$

решение которого представляется в виде ряда

$$y = \sum_{n=0}^{\infty} (-M^- M^+)^n, \quad M^{\pm} g(x) = \int_0^x e^{\pm \alpha x_1} \omega(x_1) g(x_1) dx_1. \tag{3}$$

Пусть $\omega(t)$ есть действительный гауссов процесс

$$\langle \omega(t) \rangle = b, \quad \langle \omega(t) \omega(t+\tau) \rangle = d^2 e^{-\eta|\tau|} + b^2.$$

Усредняя решение (3) по распределению, в подынтегральном выражении n-го члена ряда заменим среднее от произведения $\omega(x_1) \ldots \omega(x_{2n})$ на сумму $(2n-1)!!$ произведений различных корреляторов. При больших временах ($t \gg \eta^{-1}$), на которых только и проявляется некогерентность поля, основной вклад в n-й член вносит произведение корреляторов, спаривающих соседние моменты времени. Такую последовательность в усредненном ряде назовем главной. Приближение главной последовательности эквивалентно введению коррелятора в интегральное уравнение (2), что приводит к уравнению для средней разности населенностей $z = \langle y \rangle$:

$$z''' + z'' (\lambda + \alpha) + z' (d^2 + b^2 + \alpha\lambda) + z (d^2 \alpha + b^2 \lambda) = 0, \tag{4}$$

где $\lambda = \alpha + \eta$. В частном случае $b = 0$ решение, определяющее асимптотику больших времен, определяется наименьшим по модулю действительным корнем характеристического уравнения для (4) и имеет вид

$$\langle y(t) \rangle \approx \exp - \frac{d^2}{\alpha + \eta} t. \tag{5}$$

Это выражение применимо при $d^2 \ll \lambda^2$. Отбор главной последовательности не накладывает при выполнении этого условия ограничений сверху на величину b^2. Рассмотрение комплексного гауссова шума в приближении главной последовательности не вносит изменений в результат (5).

Рассмотрим релаксацию, индуцированную флуктуациями фазы в поле

$$V(t) = E \cos [\Omega t + \varphi(t)]$$

с постоянной амплитудой E. Выберем в качестве единицы обратного времени величину ω. Тогда уравнение для y будет иметь вид

$$y''' + y''\left(2\alpha - \frac{f'}{f}\right) + y'\left(1 + \alpha^2 + f^2 - \alpha\frac{f'}{f}\right) + y\left(\alpha - \frac{f'}{f}\right) = 0, \qquad (6)$$

где $f=\varphi'$ есть девиация частоты. Примем девиацию частоты гауссовым процессом с нулевым средним и функцией корреляции

$$\langle f(t)\, f(t+\tau)\rangle = \delta^2 e^{-\gamma|\tau|}.$$

Уравнение (6) может быть сведено к интегро-дифференциальному уравнению

$$y'' + \alpha y' + y = -f\sum_{n=0}^{\infty}(-\alpha I)^n f y',$$

где I есть оператор интегрирования от 0 до t. Усредненное итерационное решение этого уравнения в приближении главной последовательности можно получить, как и выше, введя в правую часть коррелятор. Тогда дифференциальное уравнение для средней разности населенностей имеет вид

$$z''' + z''(2\alpha + \gamma) + z'(1 + \alpha^2 + \delta^2 + \alpha\gamma) + z(\alpha + \gamma) = 0. \qquad (7)$$

Общее исследование характеристических корней уравнения (7) целесообразно проводить при конкретных значениях параметров. Рассмотрим лишь два частных случая. При $\alpha=0$ уравнение (7) принимает вид

$$z''' + \gamma z'' + z'(1 + \delta^2) + z\gamma = 0.$$

Приближение главной последовательности в данном случае применимо, если сдвиг характеристических корней по модулю мал по сравнению с их невозмущенными значениями $R_0=\pm i$. Полагая $z=x+i$, получим

$$x^3 + (3i + \gamma)x^2 - 2x\left(1 - i\gamma - \frac{\delta^2}{2}\right) + i\delta^2 = 0. \qquad (8)$$

Если средний уход частоты δ мал по сравнению с величиной ω, принятой нами за единицу, то в уравнении (8) можно ограничиться линейным по x членом. Тогда

$$x \approx i\frac{\delta^2}{2(1+\gamma^2)} - \frac{\delta^2}{1+\gamma^2}\cdot\frac{\gamma}{2}.$$

Первое слагаемое описывает индуцированный флуктуациями фазы сдвиг частоты осцилляций разности населенностей, а второе слагаемое описывает релаксацию, индуцированную полем. В случае $\alpha\ll\omega$, например, в условиях самоиндуцированной прозрачности, комплексные корни характеристического уравнения имеют в размерных переменных вид

$$R^{\pm} = \pm i\left(\omega + \frac{\delta^2}{2\omega}\right) - \left[\frac{\alpha}{2} + \frac{\delta^2}{2\omega^2}\left(\frac{\alpha}{2} + \gamma\right)\right].$$

Таким образом, в случае фазовых флуктуаций величина релаксации, индуцированной флуктуациями фазы, складывается из двух компонентов, одна из которых пропорциональна спонтанной поперечной релаксации системы, а вторая пропорциональна обратному времени когерентности поля.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бурштейн А. И. — ЖЭТФ, 48, 850, 1965.
2. Бурштейн А. И., Оселедчик Ю. С. — ЖЭТФ, 51, 1071, 1966.
3. Елютин П. В. — ЖЭТФ, 69, 1156, 1975.
4. Каплан А. Е. — ЖЭТФ, 65, 1416, 1973.

Поступила в редакцию
9.3 1976 г.

Кафедра
квантовой теории