Вестн. Сам. гос. техн. ун-та. Сер. Физ.-мат. науки. 2013. № 2 (31). С. 185–192

УДК 530.145

ОПИСАНИЕ ДИНАМИКИ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ, ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ С ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ, МЕТОДОМ ФУНКЦИОНАЛА ВЛИЯНИЯ

А. А. Бирюков, М. А. Шлеенков

Самарский государственный университет,
Россия, 443011, Самара, ул. Академика Павлова, 1.

E-mails: birykov@samsu.ru, shleenkov@list.ru

В рамках формализма функционального интегрирования в терминах статистической матрицы плотности рассматривается описание взаимодействующих многоуровневой квантовой системы и квантового электромагнитного поля. Выражения для статистической матрицы плотности и вероятностей переходов квантовой системы представляются как средние значения функционала влияния электромагнитного поля. Функционалы влияния определяются для конкретных моделей электромагнитного поля.

Ключевые слова: *функциональное интегрирование, метод функционала влияния.*

Введение. В настоящее время активно изучаются процессы взаимодействия наносистем с электромагнитным полем [1], возбуждение и диссоциация различных молекул [2], ионизация атомов под действием лазерного излучения [3]. Представляется актуальным получение уравнений, описывающих динамику квантовых систем в сильных электромагнитных полях, в рамках непертурбативного подхода. Одним из таких подходов является метод функционала влияния в формализме функционального интегрирования, впервые предложенного Р. Фейнманом и активно разрабатываемого рядом физиков [4–6]. В методе функционала влияния принципиальное значение имеет вычисление его явного вида, который существенно зависит от той модели системы, которую мы исследуем. В данной работе дается вычисление в голоморфном представлении функционала влияния электромагнитного поля на квантовую систему, взаимодействующую с ним в дипольном приближении.

1. Функционал влияния электромагнитного поля. Рассмотрим многоуровневую квантовую систему, взаимодействующую с электромагнитным полем. Данная модель описывается гамильтонианом $\hat{H}_{full}$, который имеет следующую структуру:

$$\hat{H}_{full} = \hat{H}_{syst} + \hat{H}_{field} + \hat{H}_{int},$$

где $\hat{H}_{syst}$ — гамильтониан квантовой многоуровневой системы, и определяет стационарные состояния изолированной системы $|n\rangle$ с энергиями E_n.

Гамильтониан $\hat{H}_{field}$ многомодового электромагнитного поля определяется выражением

$$\hat{H}_{field} = \sum_k \hbar\Omega_k(\hat{a}_k^+\hat{a}_k + 1/2);$$

здесь и далее Ω_k — частота поля моды k; $\hat{a}_k^+$, $\hat{a}_k$ — операторы рождения и уни-

Александр Александрович Бирюков (к.ф.-м.н.), профессор, каф. общей и теоретической физики. *Марк Александрович Шлеенков*, аспирант, каф. общей и теоретической физики.

чтожения фотонов энергии $E_k = \hbar\Omega_k$ соответственно. Мы полагаем, что поле находится в неком резонаторе и индекс k принимает дискретные значения.

Гамильтониан взаимодействия многоуровневой квантовой системы и электромагнитного поля представим в линейном виде (дипольное приближение) и будем определять выражением [7]

$$\hat{H}_{int} = q\sum_k \varepsilon_k \hat{x}(\hat{a}_k + \hat{a}_k^+),$$

где $\varepsilon_k = \sqrt{\hbar\Omega_k/(2\varepsilon_0 V)}$; $\hat{x}$ — оператор координаты частицы с зарядом q; V — объем резонатора; ε_0 — электрическая постоянная.

Будем определять состояние системы в момент времени t статистическим оператором $\hat{\rho}(t)$, эволюция которого определяется уравнением

$$\hat{\rho}(t) = \hat{U}(t)\hat{\rho}_0\hat{U}^+(t),$$

где $\hat{\rho}_0 = \hat{\rho}(t = 0)$, а оператор эволюции $\hat{U}(t)$ на временном интервале $(0, t)$ имеет вид

$$\hat{U}(t) = \hat{T}\exp\Big[-\frac{i}{\hbar}\int_0^t \hat{H}_{full}(t')dt'\Big].$$

Эволюция статистической матрицы плотности полной системы в координатно-голоморфном представлении будет описываться уравнением [8]

$$\begin{aligned}
\rho(x_f, \alpha_f^*; x_f', \alpha_f'; t) = \int \mathcal{D}\mu(\alpha'(\tau))\mathcal{D}\mu(\alpha'^*(\tau))\mathcal{D}p'(\tau)\mathcal{D}x'(\tau)d\mu(\alpha_{in}')dx_{in}'\times\\
\times\mathcal{D}\mu(\alpha(\tau))\mathcal{D}\mu(\alpha^*(\tau))\mathcal{D}p(\tau)\mathcal{D}x(\tau)d\mu(\alpha_{in})dx_{in}\times\\
\times\frac{i}{\hbar}\Big(S_{full}\big[p(\tau), x(\tau), \alpha^*(\tau), \alpha(\tau)\big] + \frac{\hbar}{2\imath}\big(\alpha_f^*\alpha(t) + \alpha^*(0)\alpha_{in}\big)\Big)\times\\
\times\rho_0\big(x_{in}', \alpha_{in}'^*; x_{in}, \alpha_{in}\big)\exp\Big[-\frac{i}{\hbar}\Big(S_{full}'\big[p'(\tau), x'(\tau), \alpha'^*(\tau), \alpha'(\tau)\big]-\\
-\frac{\hbar}{2\imath}\big(\alpha'^*(t)\alpha_f' + \alpha_{in}'^*\alpha'(0)\big)\Big)\Big].
\end{aligned}\tag{1}$$

В случае, когда нас интересует эволюция взаимодействующих систем в некоторое определенное состояние $|m\rangle$ исследуемой квантовой системы и $|\chi\rangle$ электромагнитного поля из начального $|n\rangle|\zeta\rangle$, описываемых произведением соответствующих волновых функций, статистическая матрица плотности, описывающая вероятности таких переходов, примет вид

$$\begin{aligned}
\rho(m, \chi; t|n, \zeta; 0) = \int \mathcal{D}\mu(\alpha'(\tau))\mathcal{D}\mu(\alpha'^*(\tau))\mathcal{D}p'(\tau)\mathcal{D}x'(\tau)d\mu(\alpha_{in}')d\mu(\alpha_f')\times\\
\times dx_{in}'dx_f'\mathcal{D}\mu(\alpha(\tau))\mathcal{D}\mu(\alpha^*(\tau))\mathcal{D}p(\tau)\mathcal{D}x(\tau)d\mu(\alpha_{in})d\mu(\alpha_f)dx_{in}dx_f\phi_m^*(x_f)\times\\
\times\chi^*(\alpha_f)\exp\Big[\frac{i}{\hbar}\Big(S_{full}\big[p(\tau), x(\tau), \alpha^*(\tau), \alpha(\tau)\big] + \frac{\hbar}{2\imath}\big(\alpha_f^*\alpha(t) + \alpha^*(0)\alpha_{in}\big)\Big)\Big]\times\\
\times\phi_n(x_{in})\zeta(\alpha_{in})\phi_n^*(x_{in}')\zeta^*(\alpha_{in}')\exp\Big[-\frac{i}{\hbar}\Big(S_{full}'\big[p'(\tau), x'(\tau), \alpha'^*(\tau), \alpha'(\tau)\big]-\\
-\frac{\hbar}{2\imath}\big(\alpha'^*(t)\alpha_f' + \alpha_{in}'^*\alpha(0)'\big)\Big)\Big]\phi_m(x_f')\chi(\alpha_f'^*),
\end{aligned}\tag{2}$$

где

$$S_{full}[p(\tau), x(\tau), \alpha^*(\tau), \alpha(\tau)] = \\ = \int_0^t \Big[p(\tau)\dot{x}(\tau) - \frac{\hbar}{2\imath}\big(\alpha^*(\tau)\dot{\alpha}(\tau) - \dot{\alpha}^*(\tau)\alpha(\tau)\big) - \mathcal{H}_{syst}(p(\tau), x(\tau)) - \\ - \mathcal{H}_{field}(\alpha^*(\tau), \alpha(\tau)) - \mathcal{H}_{int}(x(\tau), \alpha^*(\tau), \alpha(\tau))\Big] d\tau,$$

$\mathcal{H}_{syst}$, $\mathcal{H}_{field}$, $\mathcal{H}_{int}$ — нормальные символы операторов Гамильтона.

Для ряда задач требуется описание динамики лишь квантовой системы, то есть определение её статистической матрицы плотности $\rho_{syst}(x_f, x'_f; t)$ в некий момент времени t или вероятностей квантовых переходов $P_{syst}(m, t|n; 0)$ за определенный интервал времени t, при этом электромагнитное поле в соответствующий момент времени t может быть либо в любом, либо некотором определенном состояниях.

Для случая, когда поле в соответствующий момент времени t может иметь любое значение, статистическая матрица плотности $\rho_{syst}(x_f, x'_f; t)$ и вероятность квантовых переходов $\rho(m, t|n; 0)$ могут быть получены соответственно из уравнений (1), (2) исключением переменных электромагнитного поля путем интегрирования:

$$\rho_{syst}(x_f, x'_f; t) = \int \mathcal{D}p'(\tau)\mathcal{D}x'(\tau)\mathcal{D}p(\tau)\mathcal{D}x(\tau)dx_{in}dx'_{in} \times \\ \times \exp\Big[\frac{i}{\hbar}S_{syst}[p(\tau), x(\tau)]\Big] F[x(\tau), x'(\tau)]\rho_{syst}(x_{in}, x'_{in}; 0) \times \\ \times \exp\Big[-\frac{i}{\hbar}S'_{syst}[p'(\tau), x'(\tau)]\Big], \quad (3)$$

$$P(m, t; n, 0) = \int \mathcal{D}p'(\tau)\mathcal{D}x'(\tau)\mathcal{D}p(\tau)\mathcal{D}x(\tau)dx_{in}dx'_{in}dx_f dx'_f \times \\ \times \phi^*_m(x_f)\phi_m(x'_f)\exp\Big[\frac{i}{\hbar}S_{syst}[p(\tau), x(\tau)]\Big]\phi_n(x_{in})F[x(\tau), x'(\tau)]\phi^*_n(x'_{in}) \times \\ \times \exp\Big[-\frac{i}{\hbar}S'_{syst}[p'(\tau), x'(\tau)]\Big], \quad (4)$$

где $F[x(\tau), x'(\tau)]$ — функционал влияния квантового электромагнитного поля на исследуемую квантовую систему, который имеет вид

$$F[x(\tau), x'(\tau)] = \int \mathcal{D}\alpha'(\tau)\mathcal{D}\alpha'^*(\tau)\mathcal{D}\alpha(\tau)\mathcal{D}\alpha^*(\tau)d\mu(\alpha_{in})d\mu(\alpha'_{in})d\mu(\alpha_f) \times \\ \times \exp\Big[\frac{i}{\hbar}(S_{eff}[x(\tau), \alpha^*(\tau), \alpha(\tau)] + \frac{\hbar}{2\imath}\big(\alpha^*_f\alpha(t) + \alpha^*(0)\alpha_{in}\big)\Big]\rho_{field}(\alpha^*_{in}, \alpha'_{in}; 0) \times \\ \times \exp\Big[-\frac{i}{\hbar}\Big(S'_{eff}[x'(\tau), \alpha'^*(\tau), \alpha'(\tau)] - \frac{\hbar}{2\imath}\big(\alpha'^*(t)\alpha_f + \alpha'^*_{in}\alpha(0)'\big)\Big)\Big]. \quad (5)$$

Здесь

$$S_{syst}[p(\tau), x(\tau)] = \int_0^t \big[p(\tau)\dot{x}(\tau) - \mathcal{H}_{syst}(p(\tau), x(\tau))\big] d\tau,$$

$$S_{eff}[x(\tau),\alpha^*(\tau),\alpha(\tau)]=\int_0^t\Big[-\frac{\hbar}{2\imath}\big(\alpha^*(\tau)\dot\alpha(\tau)-\dot\alpha^*(\tau)\alpha(\tau)\big)-\\-\mathcal{H}_{field}(\alpha^*(\tau),\alpha(\tau))-\mathcal{H}_{int}(x(\tau),\alpha^*(\tau),\alpha(\tau))\Big]d\tau.$$

Формулы (3), (4) можно представить в символичной записи

$$\rho_{syst}(x_f,x'_f;t)=\langle x_f,x'_f;t|\overline{F[x,x']}\rho_{syst}(x_{in},x'_{in};0)|x_{in},x'_{in};0\rangle,\\ P_{syst}(m,t;n,0)=\langle m,t|\phi_m(x'_f)\phi^*_m(x_f)\overline{F[x,x']}\psi^*_n(x'_{in})\psi_n(x_{in})|n,0\rangle, \qquad (6)$$

где черта в правой части означает функциональное усреднение.

Для вычисления статистической матрицы плотности вероятности переходов между состояниями квантовой системы необходимо знать явный вид функционала влияния для исследуемой физической модели.

2. Явный вид функционала влияния электромагнитного поля. Для определения явного вида функционалов влияния электромагнитного поля представим выражение (5) в виде

$$F[x(\tau),x'(\tau)]=\int d\mu(\alpha'_{in})d\mu(\alpha_{in})d\mu(\alpha_f)U_{eff}(\alpha^*_f,\alpha_{in};[x(\tau)];t)\times\\ \times\rho_{0,field}(\alpha^*_{in},\alpha'_{in})U^*_{eff}(\alpha'^*_{in},\alpha_f;[x'(\tau)];t), \qquad (7)$$

где

$$U_{eff}(\alpha^*_f,\alpha_{in};[x(\tau)];t)=\int\mathcal{D}\alpha(\tau)\mathcal{D}\alpha^*(\tau)\times\\ \times\exp\Big[\frac{1}{2}\big(\alpha^*_f\alpha(t)+\alpha^*(0)\alpha_{in}\big)\Big]\exp\Big[\frac{i}{\hbar}S_{eff}[x(\tau),\alpha^*(\tau),\alpha(\tau)]\Big]. \qquad (8)$$

Величина $U_{eff}(\alpha^*_f,\alpha_{in};[x(\tau)];t)$, определяемая формулой (8), представляет собой амплитуду перехода электромагнитного поля из состояния $|\alpha_{in}\rangle$ в состояние $|\alpha_f\rangle$ под действием внешнего источника $x(\tau)$ и записывается в виде функционального интеграла по переменным электромагнитного поля $\alpha(\tau)$, $\alpha^*(\tau)$.

Из формулы (7) следует, что для вычисления явного вида функционалов влияния электромагнитного поля на квантовую систему необходимо вычислить амплитуду перехода электромагнитного поля $U_{eff}(\alpha^*_f,\alpha_{in};[x(\tau)];t)$, определяемую формулой (8).

Амплитуду $U_{eff}(\alpha^*_f,\alpha_{in};[x(\tau)];t)$ можно вычислить, представляя функциональный интеграл (8) конечнократным [9] и считая, что функция $x(\tau)$ не зависит от комплексных переменных $\alpha(\tau)$, то есть не влияет на процедуру интегрирования, что возможно в случаях, когда обратным влиянием квантовой подсистемы на электромагнитное поле можно пренебречь:

$$U_{eff}(\alpha^*_f,t_f;\alpha_{in},0)=\lim_{n\to\infty}\int_C\ldots\int_C\exp\Big(\frac{\imath}{\hbar}\sum_{k=0}^{n}S_k\Big)d\mu(\alpha_n)\ldots d\mu(\alpha_1).$$

Выражения для амплитуды перехода принимает вид

$$U_{eff}(\alpha_f^*, t_f; \alpha_{in}, 0) = \exp\Big(-\frac{1}{2}\big(|\alpha_f|^2 + |\alpha_{in}|^2\big) + A\alpha_f^*\alpha_{in} + B\alpha_f^* + C\alpha_{in} + D\Big), \quad (9)$$

где

$$A = e^{-i\Omega t}, \quad B = -i\int_0^t g(\tau)e^{-i\Omega(t-\tau)}d\tau, \quad C = -i\int_0^t g(\tau)e^{-i\Omega\tau}d\tau,$$

$$D = (-i)^2\int_0^t\int_0^\tau g(\tau)g(\tau)e^{-i\Omega(\tau-\tau')}d\tau d\tau'.$$

Комплексно сопряжённая амплитуда в выражении (7) может быть найдена аналогичным образом.

Используя явный вид (9), найдём явный вид функционала влияния для модели, когда электромагнитное поле в начальный и конечный моменты времени t будут находиться в вакуумном состоянии. Для данной модели начальное и конечное состояния электромагнитного поля определяются волновыми функциями, которые соответственно имеют вид [7]

$$\zeta_v(\alpha_{in}) = \exp\Big[-\frac{|\alpha_{in}|^2}{2}\Big], \quad \chi_v^*(\alpha_f) = \exp\Big[-\frac{|\alpha_f|^2}{2}\Big].$$

Функционал влияния одной моды вакуума электромагнитного поля с частотой Ω_k на исследуемую квантовую подсистему имеет вид

$$\begin{aligned} F_k(\chi_v[x(\tau), x'(\tau)]\zeta_v) &= \int d\mu(\alpha'_{in})d\mu(\alpha_{in})d\mu(\alpha_f)d\mu(\alpha'_f)\chi_v^*(\alpha_f)\times \\ &\times U_{eff}(\alpha_f^*, \alpha_{in}; [x(\tau)]; t)\zeta_v(\alpha_{in}^*)\zeta_v^*(\alpha'_{in})U_{eff}^*(\alpha'^*_{in}, \alpha'_f; [x'(\tau)]; t)\chi_v(\alpha'^*_f) = \\ &= \exp\Big[-\int_0^t\int_0^\tau \big(\beta_k(\tau-\tau')x(\tau)x(\tau') + \beta_k^*(\tau-\tau')x'(\tau)x'(\tau')\big)d\tau d\tau'\Big], \quad (10) \end{aligned}$$

где

$$\beta_k(\tau-\tau') = \frac{q^2\mathcal{E}_k{}^2}{\hbar^2}e^{-i\Omega_k(\tau-\tau')} = \frac{q^2}{\hbar^2}\frac{\hbar\Omega_k}{2\varepsilon_0 V}e^{-i\Omega_k(\tau-\tau')}. \quad (11)$$

Рассмотрим случай, когда исследуемая квантовая система взаимодействует с квантовым электромагнитным полем, начальное состояние которого представлено вакуумом, определяемым вектором $|0\rangle$, а измерение конечного состояния электромагнитного поля не проводится, то есть оно может быть любым. Последнее условие математически представляется интегрированием по всем конечным состояниям электромагнитного поля:

$$\begin{aligned} &F_k([x(\tau), x'(\tau)]\zeta_v) = \\ &= \exp\Big[-\int_0^t\int_0^\tau \big(\beta_k(\tau-\tau')x(\tau)x(\tau') + \beta_k^*(\tau-\tau')x'(\tau)x'(\tau')\big)d\tau d\tau' + \\ &\qquad + \int_0^t\int_0^t \beta_k^*(\tau-\tau')x(\tau)x'(\tau')d\tau d\tau'\Big], \end{aligned}$$

где функции $\beta_k(\tau-\tau')$ имеют вид (11).

Рассмотрим случай, когда исследуемая квантовая система взаимодействует с одномодовым электромагнитным полем с частотой Ω, которое в начальный момент времени находилось в чистом когерентном состоянии $|\alpha\rangle$, а конечное состояние электромагнитного поля может быть любым. Волновая функция начального чистого когерентного состояния $\zeta_\alpha(\alpha^*_{in})$ имеет вид [7]

$$\zeta_\alpha(\alpha^*_{in}) = \langle\alpha_{in}|\alpha\rangle = e^{-\frac{|\alpha_{in}|^2}{2}-\frac{|\alpha|^2}{2}}e^{\alpha^*_{in}\alpha}.$$

Явный вид функционала влияния одной моды когерентного излучения после проведения интегрирования представим в виде

$$F_k^{\alpha\to all}[x(\tau),x'(\tau)] =$$
$$= F_k^{vac\to all}[x(\tau),x'(\tau)]\exp\left[\frac{\imath}{\hbar}\sqrt{\frac{\hbar\Omega_k\langle n\rangle_k}{2\varepsilon_0 V}}q\int_0^t\big(x'(\tau)-x(\tau)\big)\cos(\Omega_k\tau-\phi_k)d\tau\right].$$

Построение функционала влияния многомодового электромагнитного поля осуществляется по правилу [4]:

$$F_k[x'(\tau),x(\tau)]) = \prod_k F_k[x'(\tau),x(\tau)]. \qquad (12)$$

3. Описание динамики спонтанных переходов двухуровневого атома. Сформулированный подход можно использовать для описания динамики спонтанных переходов двухуровневого атома. Пусть в начальный момент времени $t=0$ атом находился в возбужденном состоянии $|n\rangle$ с энергией E_n и волновой функцией $\phi_n(x_{in})$, основное состояние атома обозначим $|g\rangle$ с энергией E_g и волновой функцией $\phi_g(x_{in})$. Дипольный момент и частота квантового перехода даются соответствующими выражениями:

$$d_{gn} = q\int\phi^*_g(x)x\phi_n(x)dx, \quad \omega_{gn} = \frac{E_g-E_n}{\hbar}.$$

Вероятность того, что исследуемый атом, взаимодействующий с вакуумом электромагнитного поля, останется в возбужденном состоянии n, будем находить на основании формулы (6), где функционал влияния определяется выражением (10):

$$P(n,t) = \exp\Bigg[-\int_0^t\int_0^{t'}\Big(\sum_k\frac{{\varepsilon_k}^2}{\hbar^2}|d_{gn}|^2e^{i\Omega_k(t'-t'')}+$$
$$+\sum_{k'}\frac{{\varepsilon_{k'}}^2}{\hbar^2}|d_{gn}|^2e^{-i\Omega_k(\tau-\tau')}\Big)dt'dt''\Bigg].$$

Используя (12) и приближение Вайскопфа—Вигнера [7] при $\omega_{ng}=\Omega$, получим

$$P(n,t;n,0) = \exp[-\Gamma t].$$

Вероятность обнаружения атома в возбужденном состоянии экспоненциально затухает с константой затухания

$$\Gamma = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{4|d_{gn}|^2}{3\hbar\varepsilon_0 c^3}.$$

Заключение. Уравнения, описывающие эволюцию статистической матрицы плотности, а также вероятности переходов исследуемой квантовой системы, взаимодействующей с электромагнитным полем, представлены в виде усреднения функционала влияния электромагнитного поля на квантовую систему.

Найден явный вид функционала влияния электромагнитного поля, как одномодового, так и многомодового, на квантовую систему в случаях, когда начальное состояние электромагнитного поля представлялось вакуумным и чистым когерентным.

Для иллюстрации метода описан процесс спонтанного перехода квантовой системы.

Полученные формулы удобны для развития вычислительных методов Монте—Карло [10] при описании квантовых переходов системы под действием электромагнитного поля.

Авторы выражают благодарность Организационному комитету третьей международной конференции «Математическая физика и ее приложения ’2012» за приглашение к участию.

Работа выполнена в рамках задания Министерства образования и науки Российской Федерации № 2.2459.2012 и федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *A. O. Govorov*, “Semiconductor-metal nanoparticle molecules in a magnetic field: Spin-plasmon and exciton-plasmon interactions” // *Phys. Rev. B*, 2010. Vol. 82, no. 15, 155322. 11 pp.
2. *Ch. Wellers, A. Borodin, S. Vasilyev, D. Offenberg, S. Schiller*, “Resonant IR multi-photon dissociation spectroscopy of a trapped and sympathetically cooled biomolecular ion species” // *Phys. Chem. Chem. Phys.*, 2011. Vol. 13, no. 42. Pp. 18799–18809.
3. *M. Richter, M. Ya. Amusia, S. V. Bobashev, T. Feigl, P. N. Juranić, M. Martins, A. A. Sorokin, K. Tiedtke*, “Extreme Ultraviolet Laser Excites Atomic Giant Resonance” // *Phys. Rev. Let.*, 2009. Vol. 102, no. 16, 163002. 4 pp.
4. *R. P. Feynman, A. R. Hibbs*, Quantum Mechanics and Path Integrals. New York: McGraw-Hill, 1965. 371+xii pp.; русск. пер: *Р. Фейнман, А. Хибс*, Квантовая механика и интегралы по траекториям. М.: Мир, 1968. 382 с.
5. *S. Albeverio, L. Cattaneo, S. Mazzucchi, L. Di Persio*, “A rigorous approach to the Feynman-Vernon influence functional and its applications. I” // *J. Math. Phys.*, 2007. Vol. 48, no. 10, 102109. 22 pp.
6. *J. Jin, M. W. Y. Tu, W.-M. Zhang, Y. Yan*, “Non-equilibrium quantum theory for nano-devices based on the Feynman–Vernon influence functional” // *New J. Phys.*, 2010. Vol. 12, 083013, arXiv: 0910.1675 [cond-mat.mes-hall].
7. *M. O. Scully, M. S. Zubairy*, Quantum Optics. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1997; русск. пер.: *М. О. Скалли, М. С. Зубайри*, Квантовая оптика. М.: Физматлит, 2003. 512 с.
8. *С. Н. Вергелес*, Лекции по квантовой электродинамике. М.: Физматлит, 2008. 248 с. [*S. N. Vergeles*, Lectures on Quantum Electrodynamics. Moscow: Fizmatlit, 2008. 248 pp.]

9. *M. Hillery M., M.S. Zubairy M. S.*, “Path-integral approach to problems in quantum optics” // *Phys.Rev.A*, 1982. Т. 26, № 1. С. 451–460.
10. *В. Г. Борняков, М. И. Поликарпов*, “Компьютерные методы вычислений в решеточной квантовой хромодинамике” // *Теоретическая физика*, 2010. Т. 11. С. 64–85. [*V. G. Bornyakov, M. I. Polikarpov*, “Computer methods for calculations in lattice quantum chromodynamics” // *Teoreticheskaya fizika*, 2010. Vol. 11. Pp. 64–85].

Поступила в редакцию 16/XI/2012;
в окончательном варианте — 27/III/2013.

MSC: 81Q30

THE INFLUENCE FUNCTIONAL METHOD TO THE DESCRIPTION OF THE DYNAMICS OF QUANTUM SYSTEMS INTERACTING WITH THE LASER RADIATION

A. A. Biryukov, M. A. Shleenkov

Samara State University,
1, Academician Pavlov st., Samara, 443011, Russia.

E-mails: birykov@samsu.ru, shleenkov@list.ru

The description of interacting multilevel quantum system and quantum electromagnetic field in terms of statistical density matrix is considered in path integral approach. The statistical operator and probability transitions of quantum system are represented as mean of electromagnetic field influence functional. The influence functionals are defined for specific models of electromagnetic field. The explicit form for single- and multimode electromagnetic field is concretized in cases when initial state of the field is represented by vacuum and pure coherent.

Key words: *path integrals, influence functional method.*

Original article submitted 16/XI/2012;
revision submitted 27/III/2013.

Alexander A. Biryukov (Ph. D. (Phys. & Math.)), Professor, Dept. of General and Theoretical Physics. *Mark A. Shleenkov*, Postgraduate Student, Dept. of General and Theoretical Physics.