сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Р17-86-631

Е.А.Кочетов

НЕЛИНЕЙНАЯ МОДЕЛЬ ДЖЕЙНСА - КАММИНГСА

1986

Активный интерес, проявляемый в последнее время к изучению конечноуровневых систем, взаимодействующих с полем излучения, во многом определяется современным развитием экспериментальной квантовой оптики. В частности, последние достижения в области лазерной техники позволяют непосредственно наблюдать процессы, связанные с излучением и поглощением отдельного атома. В связи с этим задача об определении спектра системы: N-уровневый атом в поле излучения - представляет в настоящее время вполне практический интерес. С другой стороны, эта задача входит как простейший и необходимый элемент в решение проблемы о поведении N конечноуровневых атомов во внешнем поле, основное физическое содержание которой сводится к так называемому явлению сверхизлучения - коллективному эффекту, связанному с коррелированным поведением большого количества отдельных атомов.

Впервые точное решение простейшей квантовой модели: 2-уровневый атом + излучение - получено Джейнсом и Каммингсом в 1963 г. /1/. В дальнейшем изучались различные варианты многобозонных процессов в двухуровневых системах, когда переходы между уровнями сопровождаются испусканием и поглощением произвольного фиксированного числа фотонов /2-4/. Отличительной, с физической точки зрения, чертой как модели Джейнса - Каммингса, так и ее многобозонных модификаций является впервые отмеченный Эберли /5/ эффект периодического возобновления осцилляций энергии атома, т.н. явление автоэха. С другой стороны, были предприняты успешные попытки точного решения некоторых обобщений модели Джейнса - Каммингса на трехуровневые системы /4,6,7/.

В настоящей работе построено точное решение некоторой функциональной модификации модели Джейнса - Каммингса для случая двух- и трехуровневого атома. Гамильтониан системы вместо обычного в модели Джейнса - Каммингса взаимодействия $\mathcal{H}_{int} = \lambda(aS_+ + a^+S_-)$ содержит его обобщение $\mathcal{F}(\mathcal{H}_{int})$, где $\mathcal{F}(x)$ - функция достаточно общего вида. Инвариантность системы относительно фазовых преобразований, входящих в гамильтониан полей, позволяет разложить пространство состояний в прямую сумму конечномерных подпространств, параметризованных собственными значениями генераторов этих преобразований. Уравнение Шредингера на каждом из этих подпространств сводится к явным образом разрешимой конечной системе алгебраических уравнений.

1. Рассмотрим гамильтониан вида

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_{int}, \tag{1}$$

$$\mathcal{H}_0 = \omega a^+ a + \omega_0 S_3\ , \quad \mathcal{H}_{int} = \sum_{p=1}^{N} \lambda_p (aS_+ + a^+ S_-)^p\ , \tag{2}$$

описывающий взаимодействие двухуровневой системы с одномодовым бозонным полем a: $[a, a^+] = aa^+ - a^+a = 1$. Переменные, описывающие атомную систему, суть матрицы Паули $\vec{S} = (S_1, S_2, S_3)$ есть генераторы $SU(2)$-группы в фундаментальном представлении с коммутационными соотношениями $[S_3, S_\pm] = \pm S_\pm$, $[S_+, S_-] = 2S_3$, где $S_\pm = S_1 \pm iS_2$. В общем случае N-уровневой системы операторы $\vec{S}$ реализуют фундаментальное представление группы $SU(N)$.

Если взаимодействию $\lambda(aS_+ + a^+S_-)$ сопоставить диаграмму $\lambda(\overline{\underline{\uparrow}} + \overline{\underline{\downarrow}})$, где стрелка, направленная вверх, означает переход атома из состояния с энергией $-\omega_0/2$ в верхнее состояние с энергией $\omega_0/2$, сопровождающийся испусканием кванта поля a, а стрелка, направленная вниз, - обратный процесс, причем константа λ определяет интенсивность этих превращений, то взаимодействию (2) отвечает сумма

$$\lambda_1(\overline{\underline{\uparrow}} + \overline{\underline{\downarrow}}) + \lambda_2(\overline{\underline{\uparrow\downarrow}} + \overline{\underline{\downarrow\uparrow}}) + \ldots + \lambda_N(\underset{N}{\overline{\underline{\uparrow\downarrow\uparrow\ldots\downarrow}}} + \underset{N}{\overline{\underline{\downarrow\uparrow\downarrow\cdots\uparrow}}}), \tag{3}$$

где p-й $(1 \le p \le N)$ член разложения соответствует всевозможным p-кратным переходам атома из энергетически нижнего или верхнего состояний, причем интенсивность каждого процесса (т.е. p-кратного перехода как целого) определяется константой λ_p. Заметим, что любая диаграмма с двумя и более подряд расположенными и направленными в одну сторону стрелками, например $\overline{\underline{\uparrow\uparrow}}$, дает нулевой вклад в силу соотношения $(S_+)^2 = (S_-)^2 = 0$. Аналитическое выражение суммы (3) имеет вид

i) если N - четное:

$$\mathcal{H}_{int}(N) = aS_+ U_{\frac{N}{2}}(a^+a) + a^+S_- U_{\frac{N}{2}}(aa^+) + a^+a\begin{pmatrix}0&0\\0&1\end{pmatrix} V_{\frac{N}{2}}(a^+a) + aa^+\begin{pmatrix}1&0\\0&0\end{pmatrix} V_{\frac{N}{2}}(aa^+);$$

ii) для нечетного N

$$\mathcal{H}_{int}(N) = aS_+ U_{\frac{N+1}{2}}(a^+a) + a^+S_- U_{\frac{N+1}{2}}(aa^+) + a^+a\begin{pmatrix}0&0\\0&1\end{pmatrix} V_{\frac{N-1}{2}}(a^+a) + $$

$$+ aa^+\begin{pmatrix}1&0\\0&0\end{pmatrix} V_{\frac{N-1}{2}}(aa^+).$$

Здесь

$$U_N(x) = \sum_{p=1}^{N} \lambda_{2p-1} x^{p-1}, \quad V_N(x) = \sum_{p=1}^{N} \lambda_{2p} x^{p-1}. \tag{4}$$

Замечая, что оператор $\hat{Q} \doteq a^+a + S_3$ коммутирует с (1), можно разложить произвольное решение уравнения Шредингера с гамильтонианом (1) по собственным функциям $|\Phi^Q_m> = |Q - m>|m>$ оператора $\hat{Q}$:

$$|\Psi^Q> = \sum_{m=-1/2}^{\min(1/2,\, n-1/2)} c_m |\Phi^Q_m>, \tag{5}$$

где

$$a^+a|Q - m> = (Q - m)|Q - m>, \quad S_3|m> = m|m>,$$

причем собственные значения оператора $\hat{Q}$ пробегают последовательность полуцелых чисел $Q_n = n - 1/2$, $n \ge 0$. Для собственных функций и уровней энергии задачи (1) получим $(|\Psi^{Q_n}> \equiv |\Psi_n>)$:

$$|\Psi^{(\pm)}_{n\ge 1}> = (1 + a^{(\pm)2}_n(N))^{-1/2}(a^{(\pm)}_n(N)\,|n - 1>|1/2> + |n>|-1/2>),$$

$$|\Psi_{n=0}> = |0>|-1/2>, \qquad \mathcal{E}_{n=0} = -\omega_0/2. \tag{6}$$

Здесь

$$a^{(\pm)}_n(N) = \frac{\Omega \pm \sqrt{\Omega^2 + nU_k^2(n)}}{\sqrt{n}\,U_k(n)}, \quad \Omega = \frac{\omega_0 - \omega}{2},$$

где для четного и нечетного N выбрано соответственно $N = 2k$ и $N = 2k - 1$, $k \ge 1$. Для уровней энергии системы (1) при $n \ge 1$ получим

$$\mathcal{E}^{(\pm)}_n(N) = \omega n - \frac{\omega}{2} + nV_k(n) \pm \sqrt{\Omega^2 + nU_k^2(n)}, \quad N = 2k,$$

$$\mathcal{E}^{(\pm)}_n(N) = \omega n - \frac{\omega}{2} + nV_{k-1}(n) \pm \sqrt{\Omega^2 + nU_k^2(n)}, \quad N = 2k - 1. \tag{7}$$

Пусть теперь в формулах (4) $N \to \infty$. Для сходимости рядов (4) необходимо, чтобы $|\lambda_p| \to 0$, $p \to \infty$. В этом случае в сумме (3) присутствуют члены, описывающие атомные переходы сколь угодно большой кратности, но сколь угодно малой интенсивности. Переходя в (6), (7) к пределу $N \to \infty$, получим, что собственные функции и уровни энергии гамильтониана

$$\mathcal{H} = \omega a^+ a + \omega_0 S_3 + \sum_{p=1}^{\infty} \lambda_p (aS_+ + a^+S_-)^p \tag{8}$$

есть

$$|\Psi^{(\pm)}_n> = (1 + a^{(\pm)2}_n)^{-1/2}(a^{(\pm)}_n\,|n - 1>|1/2> + |n>|-1/2>),$$

$$\mathcal{E}^{\pm}_n = \omega n - \frac{\omega}{2} + nV(n) \pm \sqrt{\Omega^2 + nU^2(n)}, \quad n \ge 2,$$

$$|\Psi_{n=0}> = |0>|-1/2>, \qquad \mathcal{E}_{n=0} = -\omega_0/2,$$

где

$$\alpha_n^{(\pm)} = \lim_{N\to\infty} \alpha_n^{(\pm)}(N), \quad V(n) = \lim_{N\to\infty} V_N(n), \quad U(n) = \lim_{N\to\infty} U_N(n); \tag{9}$$

предполагается, что пределы в правых частях равенств (9) существуют.

Выбирая, в частности, $\lambda_p = \lambda_0 \frac{\lambda^p}{p!}$ (λ - безразмерно, λ_0 имеет размерность энергии), получим, что $\lim xV(x) = \lambda\,(\mathrm{ch}\sqrt{x}\,\lambda - 1)$, $\lim \sqrt{x}\,U_N(x) = \lambda_0 \mathrm{sh}\sqrt{x}\,\lambda$, и тем самым уровни энергии гамильтониана (1) с

$$\mathcal{H}_{int} = \lambda_0 \sum_{p=1}^{\infty} \frac{\lambda^p}{p!}(aS_+ + a^+S_-)^p = \lambda_0\{\exp\lambda(aS_+ + a^+S_-) - 1\}$$

есть

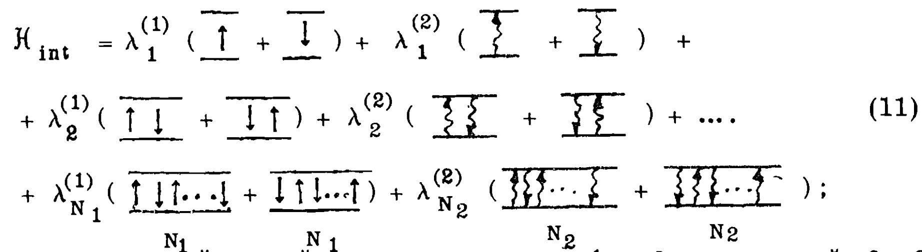
$$\mathcal{E}_n^{(\pm)} = \omega n - \frac{\omega}{2} + \lambda_0(\mathrm{ch}\,\lambda\sqrt{n} - 1) \pm \sqrt{\Omega^2 + \lambda_0^2\,\mathrm{sh}^2\lambda\sqrt{n}},$$

$$\mathcal{E}_{n\to 0} = -\omega_0/2.$$

2. Взаимодействие вида (2) легко обобщается на систему: трехуровневый атом + излучение. В частности, включая в рассмотрение лишь переходы $1 \leftrightarrow 3$ и $2 \leftrightarrow 3$ (уровни нумеруются снизу вверх), можно описать последние операторами R_{31}, $R_{13} = R_{31}^+$; R_{32}, $R_{23} = R_{32}^+$. Вообще говоря, для N-уровневого атома оператор R_{ij} ($i = 1,\dots,N$, $j = 1,\dots,N$) описывает переход из состояния $|j\rangle$ в состояние $|i\rangle$: $R_{ij} = |i\rangle\langle j|$, а сопряженный оператор $R_{ij}^+ = R_{ji}$ - обратный процесс. Выбирая в качестве базиса собственные состояния атома $\{|i\rangle\}$, легко получить матричное представление для операторов R_{ij}, каждый из которых задается матрицей $N\times N$, у которой отличен от нуля и равен единице лишь единственный элемент на пересечении i-й строки и j-го столбца. Заметим в этой связи, что введенные выше для $N = 2$ операторы S_+ и S_- есть соответственно R_{12} и R_{21}; $S_3 = \frac{R_{11} - R_{22}}{2}$. Итак, рассмотрим следующее обобщение гамильтониана (1) на случай $N = 3$:

$$\mathcal{H} = \sum_{j=1}^{3} \Omega_j R_{jj} + \omega_1 a^+a + \omega_2 b^+b + \sum_{p=1}^{N_1} \lambda_p^{(1)}(R_{31}a + R_{13}a^+)^p + \sum_{p=1}^{N_2} \lambda_p^{(2)}(R_{32}b + b^+R_{23})^p. \tag{10}$$

Гамильтониан (10) описывает трехуровневую систему с энергиями $\Omega_1, \Omega_2, \Omega_3$, взаимодействующую с двухмодовым полем a, b: $[a, a^+] = [b, b^+] = 1$. Переход $1 \leftrightarrow 3$ связан с испусканием и поглощением квантов поля a, а процесс $2 \leftrightarrow 3$ сопровождается изменением числа фотонов типа b. На языке диаграммного представления имеем разложение, аналогичное (3):



(11)

здесь сплошной линией отмечены переходы $1 \leftrightarrow 3$, а волнистой - $2 \leftrightarrow 3$, сопровождаемые испусканием и поглощением квантов поля a и b соответственно. Аналогично предыдущему, любой процесс, описываемый диаграммой с двумя и более подряд расположенными и направленными в одну сторону стрелками, дает нулевой вклад. Сопоставляя (11) аналитическое выражение, получим (N_1 - четное, N_2 - нечетное)

$$\begin{aligned}\mathcal{H}_{int} = {} & aR_{31}U^{(1)}_{\frac{N_1}{2}}(a^+a) + a^+R_{13}U^{(1)}_{\frac{N_1}{2}}(aa^+) + R_{33}\,aa^+V^{(1)}_{\frac{N_1}{2}}(aa^+) + \\ & + R_{11}\,a^+aV_{\frac{N_1}{2}}(a^+a) + bR_{32}U^{(2)}_{\frac{N_2+1}{2}}(b^+b) + b^+R_{23}U^{(2)}_{\frac{N_2+1}{2}}(bb^+) + \\ & + R_{33}\,bb^+V^{(2)}_{\frac{N_2-1}{2}}(bb^+) + R_{22}\,b^+bV^{(2)}_{\frac{N_2-1}{2}}(b^+b).\end{aligned} \tag{12}$$

Здесь

$$U_N^{(i)}(x) = \sum_{p=1}^{N} \lambda_{2p-1}^{(i)} x^{p-1}, \quad V_N^{(i)}(x) = \sum_{p=1}^{N} \lambda_{2p}^{(i)} x^{p-1}, \ i = 1,2.$$

Принимая во внимание, что гамильтониан (12) коммутирует с операторами зарядов $\hat{Q}_1 = a^+a - R_{11}$ и $\hat{Q}_2 = b^+b - R_{22}$, разложим собственные функции $\mathcal{H}$ по совместным собственным функциям $\hat{Q}_1$ и $\hat{Q}_2$:

$$|\Psi^{Q_1 = n-1,\ Q_2 = p}\rangle \equiv |\Psi_{np}\rangle = c_0|n\rangle|p\rangle|1\rangle + c_1|n-1\rangle|p+1\rangle|2\rangle + c_2|n-1\rangle|p\rangle|3\rangle, \quad n \geq 1,\ p \geq 0; \tag{13}$$

$$|\Psi_{np}\rangle = |0\rangle|p\rangle|1\rangle, \quad n = 0, \quad p \geq 0; \tag{14}$$

$$|\Psi^{Q_1 = n,\ Q_2 = -1}\rangle \equiv |\tilde{\Psi}_n\rangle = |n\rangle|0\rangle|2\rangle, \quad n \geq 0. \tag{15}$$

В тройном произведении $|n>|p>|m>$, n и p - числа заполнения полей a и b соответственно, $R_{ii}|m> = \delta_{im}|m>$. Подставляя (13) в уравнение Шредингера с гамильтонианом (12), получаем

$$\mathcal{E}_{np} = \Omega_3 + \omega_1(n-1) + \omega_2 p + nV^{(1)}_{\frac{N_1}{2}}(n) + (p+1)V^{(2)}_{\frac{N_2-1}{2}}(p+1) + y,$$

где y определяется из алгебраического уравнения 3-й степени:

$$\frac{n[U^{(1)}_{\frac{N_1}{2}}(n)]^2}{y-\Delta_1} + \frac{(p+1)[U^{(2)}_{\frac{N_2+1}{2}}(p+1)]^2}{y-\Delta_2} = y,$$

$$\Delta_1 = \Omega_1 - \Omega_3 + \omega_1 - (p+1)V^{(2)}_{\frac{N_2-1}{2}}(p+1), \quad \Delta_2 = \Omega_2 - \Omega_3 + \omega_2 - nV^{(1)}_{\frac{N_1}{2}}(n).$$

В частности, полагая все $\lambda^{(1,2)}_{2p} = 0$ и рассматривая резонансный случай $\Delta_1 = \Delta_2 = \Delta$, легко получить

$$\mathcal{E}^{(\pm)}_{np} = \Omega_3 + \omega_1(n-1) + \omega_2 p + \frac{\Delta}{2} \pm \sqrt{(\frac{\Delta}{2})^2 + \kappa^2_{np}}, \tag{16}$$

$$\mathcal{E}^{(0)}_{np} = \Omega_1 + \omega_1 n + \omega_2 p = \Omega_2 + \omega_1(n-1) + \omega_2(p+1), \tag{17}$$

$$|\Psi^{(\pm)}_{np}> = (z^2_\pm + \kappa^2_{np})^{-1/2}(\sqrt{n}\,U^{(1)}_{\frac{N_1}{2}}(n)\,|n>|p>|1> +$$

$$+\sqrt{p+1}\,U^{(2)}_{\frac{N_2+1}{2}}(p+1)\,|n-1>|p+1>|2> + z_\pm|n-1>|p>|3>),$$

$$|\Psi^{(0)}_{np}> = \frac{1}{\kappa_{np}}(\sqrt{p+1}\,U^{(2)}_{\frac{N_2+1}{2}}(p+1)|n>|p>|1> - \sqrt{n}\,U^{(1)}_{\frac{N_1}{2}}(n)|n-1>|p+1>|2>). \tag{18}$$

Здесь

$$\kappa^2_{np} = n(U^{(1)}_{\frac{N_1}{2}}(n))^2 + (p+1)(U^{(2)}_{\frac{N_2+1}{2}}(p+1))^2,$$

$$z_\pm = -\frac{\Delta}{2} \pm \sqrt{(\frac{\Delta}{2})^2 + \kappa^2_{np}}.$$

Отметим, что в формулах (16) и (17) $n \geq 1$, а $p \geq 0$. Если $n = 0$ и $p \geq 0$, собственные функции системы даются выражением (14), при этом собственные значения энергии есть

$$\mathcal{E}_{n=0,p} = \Omega_1 + \omega_2 p. \tag{19}$$

Наконец, функциям (15) соответствуют собственные значения вида

$$\tilde{\mathcal{E}}_n = \Omega_2 + \omega_1 n. \tag{20}$$

Переходя теперь в формулах (16)-(19) к пределу $N_1 \to \infty$, $N_2 \to \infty$, получим уровни энергии и собственные функции гамильтониана

$$\mathcal{H} = \sum_{j=1}^{3}\Omega_j R_{jj} + \omega_1 a^+a + \omega_2 b^+b + \sum_{p=1}^{\infty}\lambda^{(1)}_{2p-1}(R_{31}a + R_{13}a^+)^{2p-1} +$$
$$+ \sum_{p=1}^{\infty}\lambda^{(2)}_{2p-1}(R_{32}b + R_{23}b^+)^{2p-1}; \tag{21}$$

здесь предполагается, что $\lim U^{(i)}_N(x)$ существует. Например, пусть $\lambda^{(1,2)}_{2p-1} = \lambda^{(1,2)}_0[\lambda^{(1,2)}]^{2p-1}/(2p-1)!$, где $\lambda^{(1,2)}_0$ имеют размерность энергии, а $\lambda^{(1,2)}$ - безразмерны. Тогда $\lim\sqrt{x}U^{(i)}_N(x) = \lambda^{(i)}_0 \operatorname{sh}\sqrt{x}\lambda^{(i)}$, и формула (16) переходит в

$$\mathcal{E}^{(\pm)}_{np} = \Omega_3 + \omega_1(n-1) + \omega_2 p + \frac{\Delta}{2} \pm$$
$$\pm\sqrt{(\frac{\Delta}{2})^2 + (\lambda^{(1)}_0)^2\operatorname{sh}^2\sqrt{n}\,\lambda^{(1)} + (\lambda^{(2)}_0)^2\operatorname{sh}^2\sqrt{p+1}\,\lambda^{(2)}}. \tag{22}$$

Таким образом, спектр системы (21) задается точечным множеством (22), (17), (19)-(20).

ЛИТЕРАТУРА

1. Jaynes E.T., Cummings F.W. Proceedings of the IEEE, 1963, v.51, p.89.
2. Sukumar C.V., Buck B. Phys.Lett., 1981, 83A, p.211.
3. Sukumar C.V., Buck B. J.Phys.A., 1984, v.17, p.885.
4. Kochetov E.A. JINR, E17-85-945, Dubna, 1985.
5. Narozhny N.B., Sanchez-Mondragon J.J., Eberly J.H. Phys.Rev.A., 1981, v.23, p.236.
6. Bogolubov N.N., Jr., Fam Le Kien, Shumovsky A.S. Phys. Lett. A., 1985, 107A, p.173.
7. Aliskenderov E.I. et al. JINR, E17-85-184, Dubna, 1985.

Рукопись поступила в издательский отдел
23 сентября 1986 года

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
Д3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
Д11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
Д7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
Д2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
Д17-84-850	Труды Ш Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к.
Д10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983	3 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р.50 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.
Д13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна 1985.	4 р. 80 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Кочетов Е.А. P17-86-631
Нелинейная модель Джейнса - Каммингса

Построено точное решение функциональной модификации модели Джейнса - Каммингса для двух- и трехуровневого атома. Гамильтониан системы вместо обычного в модели Джейнса - Каммингса взаимодействия содержит его функцию достаточно общего вида. В явном виде получены уровни энергии и волновые функции рассматриваемых систем.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод автора

Kochetov E.A. P17-86-631
Jaynes - Cummings Nonlinear Model

An exact solution is constructed for a functional modification of the Jaynes - Cummings model for a two- and three-level atom. The Hamiltonian of the system, unlike the Jaynes - Cummings model one, is a rather general function of the usual interaction. Energy levels and wave functions are explicitly found for the considered systems.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986