ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1987. Т. 28, № 3

УДК 541.141.7

КОГЕРЕНТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В СИСТЕМЕ «ЗОНА—УРОВЕНЬ» ВО ФЛУКТУИРУЮЩЕМ ПОЛЕ

В. Ю. Финкельштейн, В. А. Намиот

(НИИЯФ)

Явление периодического изменения во времени населенностей в двухуровневой системе при мгновенном включении резонансного монохроматического поля (прецессия Раби) хорошо известно [1, 2]. В последние годы в ряде работ [3—7] рассматривался аналог этого явления для многоуровневой системы типа «зона—уровень». А именно: если основное состояние (ОС) связано резонансным монохроматическим полем E_0 с зоной из N ($N \gg 1$) уровней, то изменение населенности ОС имеет характер «всплесков», когда на фоне почти полного опустошения ОС через приблизительно равные интервалы времени система на короткие периоды с большой, но постепенно убывающей вероятностью возвращается в ОС. Для этого требуется, чтобы в резонанс захватывалось несколько уровней ($\beta/2\pi \geqslant 1$), они были приблизительно эквидистантны и имели примерно равные дипольные моменты:

$$\beta^2 \left| \frac{d^2\widetilde{\alpha}(n)}{dn^2} \right| \ll 1, \quad \beta |d_n|^{-2} |d|d_n|^2/dn| \ll 1, \quad 1 \ll \beta \ll 2(\pi N - \delta), \tag{1}$$

где $\beta = 2\pi^2 |f|^2$, $E_n = n\Delta + \widetilde{\alpha}(n)$, $f = E_0 |d_n| / 2\hbar\Delta$, $\delta \cdot \Delta / 2\pi$ — отстройка несущей частоты поля от центра зоны.

Общим для всех указанных работ являлось то, что внешнее поле считалось детерминированным во времени. Между тем при описании квантовых процессов в поле излучения мощных лазеров нельзя игнорировать существенно немонохроматический характер такого излучения. Скорее его можно рассматривать, как шум с теми или иными статистическими свойствами [8]. Динамика двухуровневых систем (или сводящихся к ним) в полях с различной статистикой рассматривалась неоднократно [9]. В настоящей работе для многоуровневой системы «зона—уровень» будет определен характер зависимости когерентных явлений от типа и величины флуктуаций поля.

Для амплитуды населенности ОС $a(t)$ при выполнении условий (1) и

$$\left| \frac{dE_0/d\tau}{E_0} \right| / 2\pi N, \quad \frac{|d^2\Phi/d\tau^2|}{4\pi^2 N^2}, \quad \frac{|d\Phi/d\tau|}{|\pi N - \delta|} \ll 1,$$

где $E = E_0(\tau) \exp(-i\Phi(\tau))$, $\tau = \Delta \cdot t / 2\pi$, справедливо уравнение [6]

$$\frac{da(\tau)}{d\tau} + \beta(\tau)(1 + iS)\, a(\tau) = -4\pi^2 f^*(\tau) \sum_{k=1}^{\infty} \exp(ik\delta)\, f(\tau - k)\, a(\tau - k), \tag{2}$$

где $S = \frac{1}{\pi} \ln \frac{\pi N + \delta}{\pi N - \delta}$. Величину S в соответствии с [6] будем называть S-сдвигом. При $0 \leqslant \tau \leqslant 2$ и мгновенном включении поля из (2) получаем

$$\doteq |a(\tau)|^2 = \exp\left[-2\int_0^\tau \beta d\tau_1\right]\left|1 - e^{i\delta}\int_1^\tau f^*(\tau_1)\cdot 4\pi^2 f(\tau_1 - 1) \times\right.$$

$$\left.\times \exp\left[(1+iS)\int_{\tau_1-1}^{\tau_1}\beta(\tau')\,d\tau'\right]d\tau_1\cdot\theta(\tau-1)\right|^2. \qquad (3)$$

В монохроматическом случае из (3) получаем

$$\rho_0(\tau) \simeq e^{-2\beta\tau} + 4\beta^2\cdot(\tau-1)^2 e^{-2\beta\cdot(\tau-1)}\theta(\tau-1),\ \theta(x)=1$$
$$\text{при } x>0,\ \theta(x)=0 \text{ при } x\leqslant 0 \qquad (4)$$

и после экспоненциального распада ОС при $\tau=1+\beta^{-1}$ происходит «всплеск» населенности с максимумом $4e^{-2}$. Характер «всплеска» практически не зависит от δ и S.

Рассмотрим теперь поле с флуктуациями частоты (одномодовый лазер)

$$\Phi = \Phi_0 + \int_0^\tau \varphi(\tau_1)\,d\tau_1, \quad E_0 = \text{const},$$

Φ_0 — величина, случайно распределенная в интервале $[0, 2\pi]$, φ — стационарный нормальный процесс:

$$\langle\varphi\rangle = 0,\ \langle\varphi(\tau_1)\varphi(\tau_2)\rangle = \Omega^2\exp(-\alpha|\tau_1-\tau_2|).$$

После усреднения (3) по реализациям φ получаем

$$\langle\rho_0\rangle_1 = \exp(-2\beta\tau);\qquad 0\leqslant\tau\leqslant 1,$$

$$\langle\rho_0\rangle_2 \approx 8\beta^2\exp(-2\beta(\tau-1))\int_0^{\tau-1}(\tau-1-u)\exp\{-2F(u)+$$

$$+\varepsilon\exp(-\alpha(1-u))\times(1-e^{-\alpha u})^2\}\,du;\quad 1\leqslant\tau\leqslant 2; \qquad (5)$$

$$F(u) = ju - \varepsilon + \varepsilon e^{-\alpha u};\qquad \varepsilon = \Omega^2/\alpha^2 = j/\alpha.$$

На первом рекурсивном периоде $[0, 1]$ флуктуации частоты не проявляются, так как общее решение (3) зависит только от интенсивности поля. На втором рекурсивном периоде $\tau\in[1, 2]$ это уже не так — начинает играть роль коррелятор $\langle f^*(\tau)f(\tau-1)\rangle$. При $\alpha\ll\beta$, $(\tau-1)^{-1}$, а также при $\beta\ll\alpha\ll\Omega$ в области, существенной для интегрирования, в (5) можно считать $\alpha u\ll 1$, и

$$\langle\rho_0\rangle_2 = \frac{4\beta^2}{\widetilde{\Omega}}\exp[-2\beta(\tau-1)][\sqrt{\pi}\,(\tau-1)\,\mathrm{erf}(\widetilde{\Omega}(\tau-1)) -$$

$$-\widetilde{\Omega}^{-1}(1-\exp(-\widetilde{\Omega}^2(\tau-1)^2))], \qquad (6)$$

где $\widetilde{\Omega} = \Omega(1-e^{-\alpha})^{1/2}$.

Если же $\alpha\gg\beta$, Ω, в (5) полагаем $\alpha u\gg 1$. Тогда

$$\langle\rho_0\rangle_2 = \frac{2\beta^2}{\gamma^2}[2\gamma(\tau-1)-1+e^{-2\gamma(\tau-1)}]\exp(-2\beta(\tau-1)). \qquad (7)$$

Из (6) и (7) видно, что флуктуации частоты приводят к существенному ослаблению «всплеска» по сравнению с (4), лишь когда $\langle\rho_0\rangle_2^{\max} = \frac{2\sqrt{\pi}}{e}\frac{\beta}{\widetilde{\Omega}}$ при $\varepsilon\gg 1$, $\Omega\gg\beta$ и $\langle\rho_0\rangle_2^{\max} = 2\beta/e\gamma$ при $\varepsilon\ll 1$, $\gamma\gg\beta$. Момент

достижения этого ослабленного максимума смещается к $\tau=1+(2\beta)$
Таким образом, четко выраженные когерентные явления должны наблюдаться, либо если ширина линии меньше β, либо при очень медленных флуктуациях частоты ($\Omega^2\alpha\ll\beta^2$, $\alpha\ll 1$). Зависимость формы «всплеска» от интенсивности поля показана на рис. 1. Как и в монохроматическом случае, характер «всплеска» практически не зависит от S-сдвига и δ.

Проанализируем теперь случай амплитудных флуктуаций типа

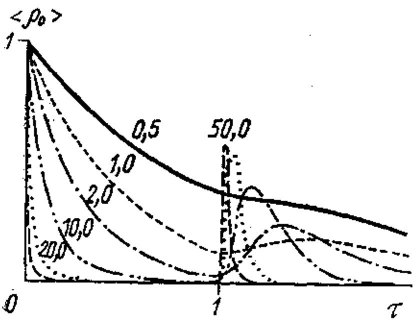

Рис. 1. Зависимость формы «всплеска» от интенсивности внешнего поля при частотных флуктуациях: $\Omega=10$; $S=0{,}3$; $\alpha=10$; $\delta=0{,}5$. Рядом с кривыми указана величина β

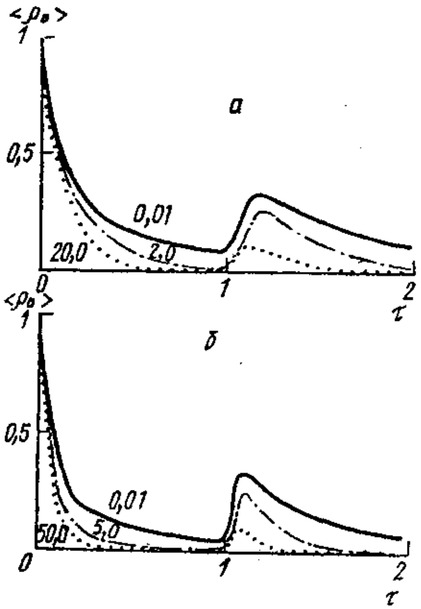

Рис. 2. Зависимость формы «всплеска» от обратного времени корреляции амплитудных флуктуаций (a — $\beta_0=5$; $\delta=0{,}2$; $S=0{,}4$; $б$ — $\beta_0=10$; $\delta=1{,}2$; $S=0{,}25$). Рядом с кривыми указана величина α_1

бесструктурного гауссового шума (многомодовый лазер). В (3) удается провести точное усреднение (см. Приложение). При $0\ll\tau\ll 1$ получаем

$$\langle\rho_0\rangle_1=\frac{\exp(\alpha_1\tau)}{\operatorname{ch}(\theta_1\tau)+\dfrac{\alpha_1+2\beta_0}{\theta_1}\operatorname{sh}(\theta_1\tau)}, \tag{8}$$

где $\theta_1=(\alpha_1^2+4\beta_0\alpha_1)^{1/2}$, $\langle f_1^* f_2\rangle=\dfrac{\beta_0}{2\pi^2}e^{-\alpha_1|\tau_1-\tau_2|}$, $\langle f\rangle=0$.

Если $\alpha_1\ll 4\beta_0$ (узкополосный шум), то при $2\tau\sqrt{\beta_0\alpha_1}\ll 1$

$$\langle\rho_0\rangle_1=(1+2\beta_0\tau)^{-1}.$$

Когда же $2\tau\sqrt{\beta_0\alpha_1}\gg 1$, характер эволюции изменяется:

$$\langle\rho_0\rangle_1=2\sqrt{\alpha_1/\beta_0}\exp\left(-2\tau\sqrt{\beta_0\alpha_1}\right).$$

Если шум широкополосный: $\alpha_1\gg 4\beta_0$, то

$$\langle\rho_0\rangle_1=\exp(-2\beta_0\tau),$$

что совпадает с результатом для монохроматического поля, хотя мы и имеем дело с противоположным предельным случаем.

При $1 \ll \tau \ll 2$ «всплеск» населенности ОС обусловлен интегральным членом I в (П2). Когда $\beta_0 \gg 4\alpha_1(1+S^2)^{1/2}$ и $2(\tau-1)[\beta_0^2\alpha_1^2(1+S^2)]^{1/4} \ll 1$, то

$$I = \frac{2e^{-2\alpha_1} z^2}{(1+2z)(A_0 + S^2z^2(1-e^{-2\alpha_1}))A_0} + \frac{z[e^{-2\alpha_1} + 2(1+(1-e^{-2\alpha_1})z)^2]}{(1+S^2)(1-e^{-2\alpha_1})^{1/2}A_0^{5/2}} \times$$

$$\times \left\{ \ln \frac{(\sqrt{A_0} + z\sqrt{1-e^{-2\alpha_1}})^2}{1+2z} + 2S \operatorname{arctg} \frac{Sz\sqrt{1-e^{-2\alpha_1}}}{\sqrt{A_0}} \right\}, \qquad (9)$$

где $z = \beta_0(\tau-1)$, $A_0 = (1+z)^2 - z^2 \exp(-2\alpha_1)$. В частности, если $\alpha_1 \max[S^2, \beta_0(1+S^2)^{1/2}] \ll 1$, из (9) получаем

$$\langle\rho_0\rangle_2 = (1+2\beta_0\tau)^{-1} - \frac{2ze^{i\delta}}{(1+2z+\beta_0(1+iS))^2} - \text{к. с.} + \frac{8z^2}{(1+2z)^3}.$$

Максимум $\langle\rho_0\rangle_2^{max}$ достигается при $z_м \approx 1$ и равен приблизительно 8/27. Как и в монохроматическом поле, форма «всплеска» слабо зависит от S и δ, однако его характер существенно иной. Действительно, когда $\alpha_1 \to 0$, монохроматический предел не достигается: поле f, являясь суммой большого числа независимых мод излучения с одинаковыми частотами, все равно остается случайной нормальной величиной, хотя и постоянной во времени.

При резонансе на краю зоны начинает проявляться зависимость $\langle\rho_0\rangle_2$ от S-сдвига, а при $\alpha_1 S^2 > 1$ она приводит к смещению и уменьшению максимума «всплеска»: $z_м = 1/3$ и

$$\langle\rho_0\rangle_2^{max} = \frac{9\pi}{25S}\left(\frac{3}{10\alpha}\right)^{-\frac{1}{2}}.$$

Когда $\alpha_1 \gg 1$ (линия шире расстояния между уровнями зоны), происходит резкая перестройка формы «всплеска» из-за разрушения корреляций между амплитудами поля в моменты, отстоящие друг от друга на $2\pi/\Delta$: λ_{-1}^1, $\lambda_{-1}^2 \to 0$. Теперь

$$\langle\rho_0\rangle_2 = \frac{2z}{(1+S^2)(1+z)^3}\left[\ln(1+2z) + 2S \operatorname{arctg} \frac{Sz}{1+z}\right].$$

При $S \ll 1$ основные изменения касаются формы «всплеска» (он сужается), а не положения и величины его максимума. Когда же $S \gg 1$ (резонанс на краю зоны), то $z_м = 1/2$ и $\langle\rho_0\rangle_2^{max} = \dfrac{8}{27}\dfrac{\pi}{S}$.

Наконец, если шум становится широкополосным: $\alpha_1 \gg \beta(1+S^2)^{1/2}$, то

$$\langle\rho_0\rangle_2 = \frac{2\beta_0^2}{\alpha_1^2}\left[2\alpha_1(\tau-1) - 1 + e^{-2\alpha_1(\tau-1)}\right]e^{-2\beta_0(\tau-1)},$$

что совершенно аналогично закону изменения населенности ОС при широкополосных частотных флуктуациях (ср. с [7]). Таким образом, в шумовом гауссовом поле когерентные явления могут быть четко выражены, если ширина линии излучения меньше β_0. Однако в отличие от случая флуктуаций частоты, если имеет место резонанс на краю зоны, когда $S^{-2} \leqslant \alpha_1 \leqslant \beta_0 S$, наблюдается сильная зависимость характера «всплеска» от величины S-сдвига, что проявляется в смещении $z_м$ и уменьшении $\langle\rho_0\rangle_2^{max}$ уже при малых α_1 (рис. 2). Эти различия обусловлены тем, что в зависимости от типа флуктуаций меняется характер заселения уровней в зоне. Как показано в работе [6], в монохроматическом поле область возбуждения в зоне имеет ширину β и смещена относительно резонанса на величину βS. При частотных флуктуациях этот сдвиг не изменяется. При амплитудных флуктуациях и резонансе на краю зоны из-за наличия S-сдвига область возбуждения в зоне «размазывается», и уже при небольших α_1 нарушается временная когерентность между амплитудами населенности уровней, что и приводит к ослаблению когерентных явлений.

Результаты, полученные для частотных флуктуаций, можно обобщить на случай n-фотонного резонанса между ОС и зоной. Достаточно провести замену

$$\beta \to \beta_n/((1+\alpha_0 S)^2+\alpha_0^2),\quad \Omega\to n\Omega,\quad \varepsilon\to n^2\varepsilon;$$

$$\beta_n = K|E_0|^{2n};\quad \alpha_0=(|f_{n\,n-1}|^2/2\Delta)\,(1/\Delta_{n-1}+1/\Delta_{n+1}),$$

где K зависит от отстроек Δ_m и дипольных моментов $d_{m\,m-1}$ промежуточных нерезонансных уровней, $m=1, \ldots, n-1$. Эффективная ширина линии возрастает при $\varepsilon\gg 1$ в n раз, при $\varepsilon\ll 1$ — в n^2. Так как $K\sim\prod\limits_1^{n-1}\Delta_m^{-2}$ и $|\Delta_m|\gg|f_{m\,m-1}|$, роль флуктуаций резко возрастает, и даже сравнительно узкая линия может так возбуждать систему, как широкая при однофотонном резонансе.

В заключение отметим, что для многоатомных молекул плотность колебательных уровней в районе 3—4-го возбужденного колебательного состояния достигает $10^3 \div 10^4$ см$^{-1}$. Если время включения поля порядка 10 нс, справедливо приближение мгновенного включения, и при изучении когерентных эффектов, возникающих при этом, необходимо учитывать флуктуации поля излучения.

Приложение.

Разобьем интервал $[0, \tau]$ на большое число M отрезков длиной $\Delta\tau=\tau/M$ так, что $(\alpha_1^2+4\beta_0\alpha_1)^{1/2}\Delta\tau\ll 1$. При $0\leqslant\tau\leqslant 1$ имеем

$$\langle\rho_0\rangle_1=\left\langle \exp\left(-\beta_0\Delta\tau\sum_{m=1}^{M}x_m^2\right)\right\rangle^2;\quad x_m=\operatorname{Re}f(m\Delta\tau)\cdot\pi\sqrt{2/\beta_0}.$$

Совместное распределение вероятностей для x_m гауссово. После простых преобразований получаем

$$\langle\rho_0\rangle_1=\exp(\alpha_1\tau)\cdot 2\alpha_1\Delta\tau\Lambda^{-1};\quad \Lambda=\det[\Lambda_1], \tag{П1}$$

где

$$\Lambda_1=\begin{bmatrix} a & -1 & & 0 \\ -1 & & & \\ & & v_{M-2}(\theta_1) & \\ & & & -1 \\ 0 & & -1 & a\end{bmatrix};\quad v_{M-2}(\theta_1)=\begin{bmatrix} b & -1 & & & 0 \\ -1 & b & \cdot & & \\ & \cdot & \cdot & \cdot & \\ & & \cdot & \cdot & -1 \\ 0 & & & -1 & b\end{bmatrix}$$

$$V_{M-2}(\theta_1)=\det(v_{M-2}(\theta_1))=\operatorname{sh}(M-1)\theta_1\cdot\operatorname{sh}^{-1}\theta_1,$$

$$a=1+\alpha_1\Delta\tau+(\theta_1^2-\alpha_1^2/2)\Delta\tau^2+\ldots;\quad b=2\operatorname{ch}\theta_1.$$

Проводя разложение Λ по первой и последней строкам, имеем

$$\Lambda=a^2V_{M-2}-2aV_{M-3}+V_{M-4}\approx V''_M+\alpha_1\Delta\tau V'_M+\alpha_1^2\Delta\tau^2 V_M.$$

Производная берется по M. В пределе $M\to\infty$, $\tau=\mathrm{const}$, вычисляя Λ и подставляя его в (П1), получаем результат (8).

Когда $1\leqslant\tau\leqslant2$, усреднение населенности ОС при использовании изложенного выше подхода также сводится к вычислению определителей, но более сложных, чем (П1). Требуется вычислить

$$\Lambda=\begin{vmatrix} a & -1 & & & & & 0\\ -1 & v_{\Delta n_1}(\theta_1) & -1 & & & & \\ & -1 & v_{\Delta n}(\theta_2) & -1 & & & \\ & & -1 & v_{n_3}(\alpha_1\Delta\tau) & -1 & & \\ & \vdots & & -1 & v^{*}_{\Delta n}(\theta_2) & -1 & \\ & & & & -1 & v_{n_2}(\theta_1) & -1\\ 0 & & & & & -1 & a \end{vmatrix},$$

где $n_1=(\tau_2-1)/\Delta\tau,\ n_2=(\tau-\tau_1)/\Delta\tau,\ n_3=(\tau_2-\tau_1+1)/\Delta\tau,$

$$\Delta n=(\tau_1-\tau_2)/\Delta\tau,\ \theta_2=\theta_3^{*}=(\alpha_1^2+2\beta_0\alpha_1(1+iS))^{1/2},$$

а также миноры Λ: $A(n_1,\,n_1+\Delta n)$, $A(n_1+n_3+\Delta n,\ n_1+n_3+2\Delta n)$, $A(n_1+\Delta n,\ n_1+n_3+2\Delta n)$, $A(n_1,\,n_3+n_1+\Delta n)$. Разлагая эти определители по строкам на стыках миноров V, дифференцируя по n_1, n_2, n_3, Δn до второго порядка включительно, получаем

$$\lambda_{-1}^{1,2}=\frac{s_{5,4}}{\theta_1^2\theta_{2,3}}\left(\theta_1 s_{1,2}c_{4,5}+\theta_{2,3}s_{4,5}c_{1,2}\right)\exp\left[-\alpha_1\left(1-\tau_1+\tau_2\right)\right],$$

$$\lambda_0^{1,2}=\frac{s_{4,5}}{\theta_1}\left[c_{5,4}\left(\frac{c_{2,1}s_3}{\alpha_1}+\frac{c_3s_{2,1}}{\theta_{3,2}}\right)+\frac{s_{5,4}}{\theta_1}\left(\frac{\theta_{3,2}s_3s_{2,1}}{\alpha_1}+c_3c_{1,2}\right)\right],$$

$$\Lambda=\theta_1^2\alpha_1^2s_1s_2c_4c_5+\theta_1\alpha_1\theta_3s_1c_2c_4\left(\alpha_1s_3s_5+\theta_1c_3c_5\right)+$$

$$+\alpha_1\theta_1\theta_2c_1s_2c_5\left(\alpha_1s_3s_4+\theta_1c_3c_4\right)+\alpha_1\theta_1s_1s_2c_3\left(\theta_2^2s_4c_5+\theta_3^2s_5c_4\right)+$$

$$+\theta_2\theta_3c_1c_2\left(\theta_1^2s_3c_4c_5+\theta_1\alpha_1c_3\left(c_4s_5+s_4c_5\right)+\alpha_1^2s_3s_4s_5\right)+$$

$$+\theta_2^2\theta_3s_1c_2s_4\left(\alpha_1c_3s_5+\theta_1s_3c_5\right)+\theta_3^2\theta_2c_1s_2s_5\left(\alpha_1c_3s_4+\theta_1s_3c_4\right)+\theta_2^2\theta_3^2s_1s_2s_3s_4s_5,$$

$$\left.\begin{matrix}s_{1,2}\\ c_{1,2}\end{matrix}\right\}=\left[1\mp e^{-2\theta_{2,3}(\tau_1-\tau_2)}\right]\cdot\frac{1}{2};\quad \left.\begin{matrix}s_3\\ c_3\end{matrix}\right\}=\frac{1}{2}\left[1\mp e^{-2\alpha_1(1-\tau_1+\tau_2)}\right];$$

$$\left.\begin{matrix}s_4\\ c_4\end{matrix}\right\}=\frac{\alpha_1}{2}\left[1\mp e^{-2\theta_1\tau_2}\right]+\frac{\theta_1}{2}\left(1\pm e^{-2\theta_1\tau_2}\right);$$

$$\left.\begin{matrix}s_5\\ c_5\end{matrix}\right\}=\frac{\alpha_1}{2}\left(1\mp e^{-2\theta_1(\tau-1-\tau_1)}\right)+\frac{1}{2}\theta_1\left[1\pm e^{-2\theta_1(\tau-1-\tau_1)}\right].$$

Нижние знаки относятся к c_i, верхние — к s_i.

В результате усреднения для любого β_0 из (3) и (П1) получаем

$$\langle\rho_0\rangle_2=\langle\rho_0\rangle_1-\frac{16\beta\alpha_1^2}{\theta_1^2}u\,\mathrm{Re}\left\{\frac{\exp\left(i\delta+\alpha_1\tau-2\theta_2\right)}{D\left(D^2-C^2u^2\right)}\times\right.$$

$$\left.\times\left[\frac{(BC-AD)\left(1-u^2\right)}{1+u^2+2C/D}+\frac{2\left(AC-BDu^2\right)}{y_1-y_2}\ln\frac{(y_1-1)\,(u-y_2)}{(1-y_2)\,(y_1-u)}\right]\right\}+I,\qquad(\text{П}2)$$

$$I = 8\beta_0^2 u \exp[\alpha_1(\tau-1)] \int\limits_0^{\tau-1}\int\limits_0^{\tau_1} \mathrm{Re}\left\{(\lambda_{-1}^1\lambda_{-1}^2 + \lambda_0^1\lambda_0^2)\left(\frac{2\alpha_1^2\theta_1^2\theta_2\theta_3}{A}\right)^3 \times \right.$$

$$\left.\times \exp[-(2\theta_3 + 2\theta_2 - \theta_1 - \alpha_1)(\tau_1 - \tau_2)]\right\} d\tau_1\, d\tau_2,$$

где $u = \exp[-\theta_1(\tau-1)]$,

$$A = \frac{\theta_1^2 + \alpha_1^2}{4\theta_1} + \frac{\alpha_1}{2} + \frac{1}{4}\left(\theta_1 + \frac{\alpha_1^2}{\theta_1} - 2\alpha_1\right)u^2; \quad B = \frac{\theta_1^2 - \alpha_1^2}{2\theta_1};$$

$$C = \frac{1+u^2}{2}\left[\alpha_1(1+e^{-2\theta_2}) + \frac{(\theta_1^2+\alpha_1^2)(\theta_1^2+\theta_2^2)}{4\theta_1^2\theta_2}(1-e^{-2\theta_2})\right] +$$

$$+ \frac{1-u^2}{4\theta_1}\left[(\theta_1^2+\alpha_1^2)(1+e^{-2\theta_2}) + \frac{\alpha_1(\theta_1^2+\theta_2^2)}{\theta_2}(1-e^{-2\theta_2})\right];$$

$$D = \frac{(\theta_1^2-\alpha_1^2)(\theta_2^2-\theta_1^2)}{4\theta_2\theta_1^2}(1-e^{-2\theta_2}); \quad y_{1,2} = -\frac{C}{D} \pm \left(\frac{C^2}{D^2} - u^2\right)^{1/2}.$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. 3-е изд. М., 1974. [2] Аллен Л., Эберли Дж. Оптический резонанс и двухуровневые атомы. М., 1978. [3] Макаров А. А., Платоненко В. Т., Тяхт В. В.//ЖЭТФ. 1978. 75. С. 2075—2091. [4] Eberly J. H., Yeh J. J., Bowden C. M.//J. Chem. Phys. 1982. 76. P. 5936—5946. [5] Galbraith H. W., Acherhalt J. R., Milloni P. W.//Ibid. 1983. 78. P. 790—802. [6] Финкельштейн В. Ю.//ЖЭТФ. 1985. 88. С. 1527—1546. [7] Kyrola E., Eberly J. H.//J. Chem. Phys. 1985. 82. P. 1841—1854. [8] Делоне Н. О., Коварский В. А., Масолов А. В., Перельман Н. Ф.// //УФН. 1980. 131. С. 617—652. [9] Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. М., 1981.

Поступила в редакцию
25.03.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1987. Т. 28, № 3

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 538.915; 546.66

РОЛЬ КОЛЛЕКТИВНЫХ ЭФФЕКТОВ В ФОРМИРОВАНИИ ВУФ СПЕКТРОВ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ИОНОВ В КРИСТАЛЛАХ

Л. И. Девяткова, А. А. Дружинин, О. Н. Иванова, В. В. Михайлин, С. П. Чернов

(кафедра теоретической физики; кафедра квантовой радиофизики)

Как сообщалось в работе [1], в матрице BaY_2F_8 в спектрах $4f$—$5d$ переходов ионов Tm^{3+}, Er^{3+} и Ho^{3+} со стороны наиболее длинноволновой $5d$-полосы наблюдалась еще одна полоса поглощения. Эта полоса появлялась при концентрации активаторных ионов свыше 5 ат.% и в случае иона Ho^{3+} оставалась хорошо разрешенной вплоть до 100 ат.%. Величина поглощения в дополнительной полосе росла быстрее, чем линейно, с увеличением концентрации активаторов, а интенсивность уменьшалась в ряду $Ho^{3+} \to Er^{3+} \to Tm^{3+}$.