Письма в ЖЭТФ, том 27, вып. 1, стр. 7 – 9 *5 января 1978 г.*

ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В СИСТЕМЕ ДВУХУРОВНЕВЫХ АТОМОВ, ИНДУЦИРОВАННЫЙ ЛАЗЕРНЫМ ПОЛЕМ

В.И.Емельянов, Ю.Л.Климонтович

В настоящей работе рассматривается новый тип фазового перехода – индуцированный лазерным излучением сегнетоэлектрический переход, обусловленный эффектом насыщения двухуровневых атомов.

В работах [1 – 3] было показано, что в равновесной системе двухуровневых атомов, взаимодействующих через электромагнитное поле возможно появление мягкой моды в спектре коллективных возбуждений. Вследствие этого, при критической температуре T_c возможен фазовый переход, в результате которого при $T < T_c$ возникает спонтанная атомная поляризация на нулевой частоте. T_c определяется из равенства [1, 2]:

$$|D_c^{(o)}| = \operatorname{th}\frac{\hbar\omega_{ab}}{2\kappa T_c} = \frac{1}{\beta\lambda_{ab}}; \qquad \lambda_{ab} = \frac{8\pi n\,|\mathbf{d}_{ab}\mathbf{e}_{\epsilon o}|^2}{\hbar\omega_{ab}}, \tag{1}$$

где $D_c^{(o)}$ – разность населенностей уровней a, b при $T = T_c$, ω_{ab} – частота перехода, $\mathbf{d}_{ab}$ – дипольный матричный элемент, $\mathbf{e}_{\epsilon o}$ – единичный вектор вдоль вектора действующего поля, $\beta(1 \geqslant \beta > 0)$ – константа действующего поля ($\beta = 1$ для модели Дикке [3] $\beta = ⅓$ для поля Лоренца), n – концентрация атомов.

Рассмотренный здесь индуцированный фазовый переход возможен в нецентросимметричной среде, в которой диагональные матричные элементы рабочих уровней $\mathbf{d}_{aa}$, $\mathbf{d}_{bb}$ отличны от нуля. При легко достижимых значениях интенсивностей лазерного излучения он происходит при реальных концентрациях двухуровневых атомов.

Существенно, что индуцированный фазовый переход возможен как в равновесной ($D < 0$), так и в неравновесной инвертированной ($D > 0$) среде. Для этого, в первом случае частота лазерного излучения ω_L должна быть меньше ω_{ab} (расстройка $\Delta = \omega_{ab} - \omega_L > 0$), а во втором $\Delta < 0$.

Для разности населенностей $D = \rho_{aa} - \rho_{bb}$ и функций ρ_{ab}, $\rho_{ba} = \rho_{ab}^*$, используем уравнения ($\rho_{aa} + \rho_{bb} = 1$):

$$\frac{\partial}{\partial t} D + \gamma(D - D^{(o)}) = \frac{2i}{\hbar}(\mathbf{d}_{ab}\rho_{ba} - \rho_{ab}\mathbf{d}_{ba})(\vec{\epsilon} + \mathbf{E}_L), \tag{2}$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + i\omega_{ab} + \gamma_{ab}\right)\rho_{ab} = -\frac{i\mathbf{d}_{ab}}{\hbar} D(\vec{\epsilon} + \mathbf{E}_L) + \frac{i}{\hbar}\mathbf{d}\rho_{ab}(\vec{\epsilon} + \mathbf{E}_L). \tag{3}$$

Здесь $\mathbf{d} = \mathbf{d}_{aa} - \mathbf{d}_{bb}$, $\vec{\epsilon} = \mathbf{e}_\epsilon \epsilon = \mathbf{E} + \beta 4\pi \mathbf{p}$ — действующее поле, $\mathbf{E}$ — собственное поле, $\mathbf{E}_L$ — заданное лазерное поле

$$\mathbf{E}_L = \mathbf{e}_L (E_L e^{-i(\omega_L t - K_L R)} + \text{к.с.}) \tag{4}$$

$D^{(o)}$ — заданная величина, в частности — равновесная разность населенностей.

Из уравнения Максвелла для $\mathbf{E}$ и определения поля $\vec{\epsilon}$ находим уравнение

$$\frac{\partial^2 \vec{\epsilon}}{\partial t^2} - c^2 \Delta \vec{\epsilon} = (\beta - 1) 4\pi \frac{\partial^2 \mathbf{p}}{\partial t^2} - \beta 4\pi c^2 \Delta \mathbf{p}. \tag{5}$$

Вектор поляризации $\mathbf{p}$ при $\mathbf{d} \neq 0$ можно представить в виде

$$\mathbf{p} = \mathbf{p}_{ab} + \mathbf{p}_D; \qquad \mathbf{p}_{ab} = n(\mathbf{d}_{ab}\rho_{ba} + \mathbf{d}_{ba}\rho_{ab}), \quad \mathbf{p}_D = \frac{n}{2}\mathbf{d}D. \tag{6}$$

Действующее поле $\vec{\epsilon}$ имеет быструю ($\omega \sim \omega_{ab}$) и медленную ($\omega << \omega_{ab}$) компоненты. При условии $|E_L| >> |\epsilon(\omega)_{ab}|$ уравнения (2), (3) дают

$$D = D^{(o)} \frac{\left[\left(\Delta - \frac{\mathbf{d}\epsilon_o}{\hbar}\right)^2 + \gamma_{ab}^2\right]}{\left(\Delta - \frac{\mathbf{d}\vec{\epsilon}_o}{\hbar}\right)^2 + \gamma_E^2}; \qquad \begin{aligned} a &= 4|\mathbf{d}_{ab}\mathbf{e}_L|^2 / \hbar\gamma\gamma_{ab} \\ \gamma_E^2 &= \gamma_{ab}^2(1 + a|E_L|^2) \end{aligned}, \tag{7}$$

где ϵ_o — медленно меняющаяся часть действующего поля.

Мы видим, что средняя разность населенностей уровней атома, а следовательно и среднее значение его дипольного момента $\mathbf{d}D$, при действии лазерного излучения зависят не только от $a|E_L|^2$, но и от взаимной ориентации векторов дипольного момента $\mathbf{d}$ и действующего на атом статического поля $\vec{\epsilon}_o$. Это и приводит, как мы увидим, к возможности индуцированного фазового перехода.

Действительно, из (6) и (7) в линейном приближении по ϵ_o находим

$$4\pi(\mathbf{e}_{\epsilon_o}\mathbf{p}_D) = -\lambda_L D_o \epsilon_o; \quad \lambda_L = \frac{4\pi(\mathbf{d}\mathbf{e}_{\epsilon_o})^2 n}{\hbar\omega_{ab}} \; \frac{\Delta\gamma_{ab}^2\omega_{ab}}{(\Delta^2 + \gamma_E^2)(\Delta^2 + \gamma_{ab}^2)} \, a|E_L|^2, \tag{8}$$

где D_o определяется выражением (7) в нулевом приближении по ϵ_o. Подставляя (8) в (5) и используя также уравнение для $\mathbf{p}_{ab}$, следующее из (3), находим спектр коллективных возбуждений $\omega = \omega(\mathbf{k})$, где $\mathbf{k}$ — волновой вектор. При выполнении условия

$$1 + \beta(\lambda_{ab} + \lambda_L) D_o = 0 \tag{9}$$

$\omega(\mathbf{k})$ обращается в нуль при всех значениях $\mathbf{k}$.

Если лазерное излучение отсутствует и система равновесна, то условие (9) совпадает с (1). При $|\Delta| \sim \gamma_{ab}$, $a|E_L|^2 \sim 1$ и $|\mathbf{d}| \sim |\mathbf{d}_{ab}|$ отношение $|\lambda_L|/\lambda_{ab} \sim \omega_{ab}/\gamma_{ab} >> 1$. Таким образом, при этих условиях индуцированный вклад является доминирующим.

Для нахождения параметра порядка для индуцированного фазового перехода используем уравнение (5), где $\mathbf{p}_D$ определяется разложением (7) в ряд по параметру $\mathbf{d}\epsilon_o/\hbar\Delta$ (вкладом $\mathbf{p}_{ab}$ при условии $|\lambda_L| >> \lambda_{ab}$, можно пренебречь). После усреднения по направлениям вектора $\mathbf{d}$, получаем уравнение для параметра порядка в стандартном виде теории фазовых переходов Ландау

$$a\epsilon_o + b\epsilon_o^3 + c\epsilon_o^5 = 0, \tag{10}$$

где коэффициенты

$$a = 1 + \beta\lambda_L D_o \qquad (\lambda_L D_o < 0),$$

$$b = \beta\lambda_L D_o \frac{2(\Delta^2 - \gamma_E^2)}{(\Delta^2 + \gamma_E^2)^2}\left(\frac{\mathbf{d}\,\mathbf{e}_{\epsilon_o}}{\hbar}\right)^2,$$

$$c = \beta\lambda_L D_o \frac{3(\gamma_E^4 + \Delta^4) - 10\gamma_E^2\Delta^2}{(\Delta^2 + \gamma_E^2)^4}\left(\frac{\mathbf{d}\,\mathbf{e}_{\epsilon_o}}{\hbar}\right)^4. \tag{11}$$

При $\Delta^2 < \gamma_E^2$ имеет место переход второго рода. Членом пятой степени можно пренебречь ($c = 0$) и параметр порядка $\epsilon_o = \pm\sqrt{|a|/b}$. При $\Delta^2 = \gamma_E^2$, $b = 0$ и из (11) следует, что $c = \frac{1}{4}\beta|\lambda_L D_o|(\mathbf{d}\mathbf{e}_{\epsilon_o}/\hbar\gamma_E)^4$ и параметр порядка $\epsilon_o = \sqrt[4]{|a|/c}$. При $\Delta^2 > \gamma_E^2$ коэффициент b становится отрицательным, но $c > 0$ и имеет место переход первого рода.

Мы рассмотрели неравновесный фазовый переход, индуцированный внешним полем. Представляет интерес рассмотрение индуцированного фазового перехода в рабочей среде лазера. В этом случае поле, вызывающее фазовый переход, генерируется в том же веществе и вследствии этого может иметь место взаимное влияние явлений генерации лазерного излучения и самоиндуцированного фазового перехода. Отметим, в частности, возможность возникновения периодических срывов лазерной генерации (пичковый режим) благодаря изменению частоты рабочего перехода $\omega_{ab}(E_L) = \omega_{ab} - \mathbf{d}\epsilon_o/\hbar$ (см. (3)) при появлении статического поля $\vec{\epsilon}_o = \vec{\epsilon}_o(E_L)$.

Московский
государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
26 сентября 1977 г.

Литература

[1] В.И.Емельянов, Ю.Л.Климонтович. IV Вавиловская конференция по нелинейной оптике. Новосибирск, 1975, квантовая электроника, 3, №4, 1976.

[2] V.I.Emeljanov, Yu. L.Klimontovich. Phys. Lett., A, 59, №5, 1976.

[3] В.Ф.Елесин, Ю.В.Копаев. Письма в ЖЭТФ, 24, 78, 1976.