

УДК 535.530.182

УРАВНЕНИЯ БЛОХА ДЛЯ ПЕРЕХОДА $1/2-1/2$

В. М. АРУТЮНЯН, Д. Г. АКОПЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 24 мая 1983 г.)

Рассматривается взаимодействие интенсивного излучения с вырожденной двухуровневой системой с моментами количества движения $I_1 = I_2 = 1/2$. Получена система уравнений Блоха, описывающая взаимодействие совокупности таких атомов с полем излучения.

Обычно задача о взаимодействии сильного поля с вырожденной двухуровневой системой решается в представлении неприводимых тензорных операторов [1]. Однако такая теория довольно сложна и аналитические решения удается получить только в первом нелинейном приближении. Поэтому представляет интерес построение теории, позволяющей находить решения в общем случае. Это оказывается возможным для системы с моментами количества движения $I_1 = I_2 = 1/2$.

Рассмотрим прохождение квазимонохроматического поляризованного излучения с электрическим вектором

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}(r, t) e^{-i\omega t} + \text{к. с.} \quad (1)$$

через резонансную среду, состоящую из идентичных двухуровневых атомов. В поле поляризованного излучения снимается вырождение атомных уровней и задача реально сводится к взаимодействию излучения с совокупностью многоуровневых атомов.

Уравнения для амплитуд $a_{\pm 1/2}$ основного и $b_{\pm 1/2}$ возбужденного состояний атома, которые получаются из уравнения Шредингера, можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \dot{a}_{-1/2}(t) &= -i\tilde{\xi}_z^+ b_{-1/2}(t) + i\tilde{\xi}_-^+ b_{1/2}(t), \\ \dot{a}_{1/2}(t) &= i\tilde{\xi}_+^+ b_{-1/2}(t) + i\tilde{\xi}_z^+ b_{1/2}(t), \\ \dot{b}_{-1/2}(t) - i\varepsilon b_{-1/2}(t) &= -i\tilde{\xi}_z^- a_{-1/2}(t) + i\tilde{\xi}_+^- a_{1/2}(t), \\ \dot{b}_{1/2}(t) - i\varepsilon b_{1/2}(t) &= i\tilde{\xi}_-^- a_{-1/2}(t) + i\tilde{\xi}_z^- a_{1/2}(t), \end{aligned} \quad (2)$$

где $\tilde{\xi} = d\mathbf{E}(r, t)/(\sqrt{6}\hbar\varepsilon)$, $\varepsilon = \omega - \omega_0$ — расстройка резонанса, а d — приведенный матричный элемент дипольного момента.

Учитывая, что $a_{\pm 1/2}$ и $b_{\pm 1/2}$ являются компонентами контравариантных спиноров, построим на основе амплитуд состояний следующие величины:

$$\begin{aligned} s_{11} &= |a_{1/2}(t)|^2 + |a_{-1/2}(t)|^2, \\ s_{22} &= |b_{1/2}(t)|^2 + |b_{-1/2}(t)|^2, \\ s_{12} &= s_{21}^* = a_{1/2}(t) b_{1/2}^*(t) + a_{-1/2}(t) b_{-1/2}^*(t); \end{aligned} \quad (3)$$

векторы

$$\begin{aligned} \eta_{11}^x &= a_{-1/2}(t) a_{1/2}^*(t) + a_{1/2}(t) a_{-1/2}^*(t), \\ \eta_{11}^y &= -i[a_{-1/2}(t) a_{1/2}^*(t) - a_{1/2}(t) a_{-1/2}^*(t)], \\ \eta_{11}^z &= |a_{1/2}(t)|^2 - |a_{-1/2}(t)|^2, \\ \eta_{22}^x &= b_{-1/2}(t) b_{1/2}^*(t) + b_{1/2}(t) b_{-1/2}^*(t), \\ \eta_{22}^y &= -i[b_{-1/2}(t) b_{1/2}^*(t) - b_{1/2}(t) b_{-1/2}^*(t)], \\ \eta_{22}^z &= |b_{1/2}(t)|^2 - |b_{-1/2}(t)|^2, \\ \eta_{12}^x &= a_{-1/2}(t) b_{1/2}^*(t) + a_{1/2}(t) b_{-1/2}^*(t), \\ \eta_{12}^y &= -i[a_{-1/2}(t) b_{1/2}^*(t) - a_{1/2}(t) b_{-1/2}^*(t)], \\ \eta_{12}^z &= a_{1/2}(t) b_{1/2}^*(t) - a_{-1/2}(t) b_{-1/2}^*(t); \\ \eta_{21} &= \eta_{12}^*. \end{aligned}$$

Здесь s_{ii} и η_{ii} — соответственно полные заселенности и векторы ориентации нижнего ($i = 1$) и верхнего ($i = 2$) состояний, s_{12} — скалярный ток перехода, η_{12} — вектор, определяющий поляризованность системы.

Переходя в системе (2) от переменных $a_{\pm 1/2}$ и $b_{\pm 1/2}$ к переменным s_{in} и η_{in} и вводя обычным способом релаксации, получим самосогласованную систему уравнений для взаимодействия интенсивного поля с вырожденной двухуровневой системой:

$$\begin{aligned} \frac{\partial s_{11}}{\partial t} + \gamma'/2 (s_{11} - 1) &= i\varepsilon (\xi^* \eta_{12}^*) - i\varepsilon (\xi \eta_{12}), \\ \frac{\partial s_{22}}{\partial t} + \gamma'/2 s_{22} &= i\varepsilon (\xi \eta_{12}) - i\varepsilon (\xi^* \eta_{12}^*), \\ \frac{\partial s_{12}}{\partial t} + (\gamma''/2 + i\varepsilon) s_{12} &= i\varepsilon (\xi^* \eta_{22}) - i\varepsilon (\xi^* \eta_{11}), \\ \frac{\partial \eta_{11}}{\partial t} + \gamma_1/2 \eta_{11} + \gamma'/6 \eta_{22} &= i\varepsilon \xi^* s_{12}^* - i\varepsilon \xi s_{12} - \varepsilon [\xi^* \eta_{12}^*] - \varepsilon [\xi \eta_{12}], \\ \frac{\partial \eta_{22}}{\partial t} + \gamma_2/2 \eta_{22} &= i\varepsilon \xi s_{11} - i\varepsilon \xi^* s_{12}^* - \varepsilon [\xi^* \eta_{12}^*] - \varepsilon [\xi \eta_{12}], \\ \frac{\partial \eta_{12}}{\partial t} + (\gamma/2 + i\varepsilon) \eta_{12} &= i\varepsilon \xi^* (s_{22} - s_{11}) - \varepsilon [\xi^* (\eta_{11} + \eta_{22})], \\ \left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \mathbf{E} - \text{grad div } \mathbf{E} &= \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{P}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $(\gamma')^{-1}$ и $(\gamma'')^{-1}$ — времена релаксации полной заселенности и ориентации, γ — однородная ширина атомного перехода, γ' — однородная ширина (не имеющая простого физического смысла).

Поляризованность среды выражается через η_{12} следующим образом:

$$P = \frac{Nd^*}{\sqrt{6}} e^{-i\omega t} \eta_{12}^* \quad (5)$$

Такая векторная форма записи уравнений Блоха более удобна для рассмотрения поведения атомной системы $1/2-1/2$, чем обычно принятая запись в представлении неприводимых тензорных операторов. Возможные решения системы уравнений (4) будут опубликованы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Чайка М. П. Интерференция вырожденных атомных состояний. Изд. АГУ, Л., 1975.

ԲԼՈԽԻ ՀԱՎԱՍԱՐՈՒՄՆԵՐԸ $1/2-1/2$ ԱՆՑՄԱՆ ՀԱՄԱՐ

Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Դ. Գ. ՀԱԿՈԲՅԱՆ

Դիտարկվում է ինտենսիվ ճառագայթման փոխազդեցությունը երկմակարդականի ալլանու-ված սխեմայի հետ, որի շարժման քանակի մոմենտները հավասար են $I_1=I_2=1/2$ ։ Ստացված է Բլոխի հավասարումների սխեման, որը նկարագրում է նման առոմների բազմության փոխազդեցությունը ճառագայթման դաշտի հետ։

THE BLOCH EQUATIONS FOR $1/2-1/2$ TRANSITION

V. M. ARUTYUNYAN, D. G. AKOPYAN

An interaction of intense radiation with a two-level degenerate system having angular momenta $I_1=I_2=1/2$ is discussed. A system of Bloch equations describing the interaction of an assembly of such atoms with the radiation field is obtained.