УДК 621.378.325, 538.911

к.т.н., доц Мурга В.В.,
ст. преп. Мурга Е.В.
(ДонГТУ, г. Алчевск, Украина)

ДИНАМИКА ПОЛЯРИЗАЦИИ АКТИВНЫХ ЦЕНТРОВ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРОВ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

Проведені теоретичні дослідження поведінки ансамбля тотожних часток в полі резонансного випромінювання. Знайдено рішення для швидкості розповсюдження збурення в лазерному активному середовищі. Отримані рішення, які підтверджують, що збурення може передаватися не лише пер випромінюванням, але й безвипромінюванним шляхом.

В процессе возбуждения активных центров лазерных сред увеличивается взаимное влияние атомов за счет полей осциллирующих диполей. В данном случае взаимное влияние может приводить к созданию суперпозиционных состояний возбужденных активных центров. Взаимное влияние активных центров происходит как за счет излучательных переходов, так и безызлучательным образом.

При оценке среднего значения дипольного момента атомов получено решение, содержащее компоненты, осциллирующие на частотах значительно отличающихся от частоты излучального перехода.

По определению квантовомеханического среднего дипольный момент частицы, характеризуемой волновой функцией Ψ, составляет

$$\langle d \rangle = \int \Psi \hat{d} \Psi^* dq. \tag{1}$$

Или, записывая это выражение полностью, получим:

$$\langle d \rangle = C_1 C_1^* \int \Psi_1 \hat{d} \Psi_1^* dq + C_1 C_2^* \int \Psi_1 \hat{d} \Psi_2^* dq + C_2 C_1^* \int \Psi_2 \hat{d} \Psi_1 dq + C_2 C_2^* \int \Psi_2 \hat{d} \Psi_2^* dq. \tag{2}$$

Второй и третий интегралы в (2) определяют матричные элементы оператора дипольного момента перехода. Тогда среднее значение дипольного момента активного центра:

$$\langle d \rangle = d_{21} \left(C_1 C_2^* e^{j\omega_{21} t} + C_2 C_1^* e^{-j\omega_{21} t} \right), \tag{3}$$

где $$C_1 = A \sin \frac{\Omega}{2} t, \qquad C_2 = B \cos \frac{\Omega}{2} t, \tag{4}$$

$\Omega = \dfrac{d_{21}}{\hbar} E_0$ - частота осцилляций макродиполя, зависящая от интенсивности внешнего поля E_0.

Подставляя в выражение (3) значения коэффициентов C_1 и C_2 (4) приходим к следующему виду уравнения для поляризации

$$\langle d \rangle = d_{21} \sin \omega_{21} t \sin \Omega t . \qquad (5)$$

Таким образом, при возбуждении активной среды полем резонансной частоты ω_{21} атомы (или ионы) приобретают осциллирующий дипольный момент. Выражение для среднего значения дипольного момента в форме (5) указывает на существование биений с частотой Ω зависящей от величины внешнего поля. Поскольку осциллирующий диполь излучает на частоте осцилляций, то связь между активными центрами может осуществляться через электромагнитные поля диполей, осциллирующих с характерными частотами ω_{21} и Ω.

Работа лазера обусловлена взаимодействием между световым электромагнитным полем и атомами, поэтому необходимо рассмотреть факторы, влияющие на это взаимодействие.

Для оценки взаимодействия между частицами воспользуемся классическими уравнениями движения для описания поведения системы взаимодействующих частиц, что допустимо в дипольном приближении.

Функция Лагранжа для рассматриваемой системы с учетом взаимодействия между электронами и поляризационными колебаниями имеет вид

$$L = T - U - E_{вз}, \qquad (6)$$

где T и U - кинетическая и потенциальная энергии частицы

$$T = \int \frac{m}{2e^2} \dot{\vec{d}}^2 dq, \qquad U = \int \frac{m}{2e^2} \vec{d}^2 dq, \qquad (7)$$

$E_{вз}$ - энергия взаимодействия заряженной частицы в точке z с дипольным моментом $\vec{d}$ атома в точке Z'.

Согласно электростатики $E_{вз}$ может быть представлена как [1]

$$e \frac{Z - Z'}{|Z - Z'|} = \vec{d} . \qquad (8)$$

Из выражения (8) видно, что величина энергии взаимодействия зависит от расстояния между соседними (n + 1) и (n - 1) активными центрами как $1/a^{2.}$ В для определения взаимного влияния активных частиц, осуществляющего посредством электрического поля, используется выражение

$$E_{вз(n\pm1)} = \frac{e\sqrt{1-(ka)^2}}{2\pi\varepsilon_0 a^3} \vec{q}(n \pm 1), \qquad (9)$$

где $a >> q_n$; $q_n = d_n/r$;

r–радиус орбиты электрона внешней оболочки n-го активного центра;

к – постоянная распространения электромагнитных колебаний в среде.

Воспользовавшись выражением (5), в соответствии с уравнением Лагранжа, можно записать уравнение движения для дипольного момента n-й частицы с учетом взаимодействия с соседними (n + 1)-м и(n - 1) - м активными центрами [2]

$$m_0\ddot{d}_n(t) = -\mu_1 d_n(t) + \mu_2\left(d_{n+1}(t) + d_{n-1}(t)\right), \tag{10}$$

где μ_1 - величина, характеризующая изменение жесткости связи внешнего электрона с ядром при излучательном переходе;

m_o- масса электрона;

μ_2- величина, характеризующая связь n - частицы с (n + 1) и (n - 1) - й.

В дипольном приближении для составляющей по оси z можно записать следующее соотношение

$$E_{вз(n\pm1)} = \mu_2 \frac{\langle d_n \rangle}{e}. \tag{11}$$

Используя выражение (2.31), коэффициент μ_2 можно представить в виде

$$\mu_2 = \frac{e^2}{2\pi\varepsilon_0 a^3}\sqrt{1-(ka)^2}\ . \tag{12}$$

Обозначив отношение μ_2/μ_1 символ ρ, определяющим коэффициентом связи n -й частицы с соседними (n + 1) и (n - 1) активными центрами, а отношение μ_1/m_o как ω_{21}, уравнение движения для дипольного момента n - го атома запишем

$$\ddot{d}_n(t) = -\omega_{21}^2\left[d_n - \rho\left(d_{n+1} + d_{n-1}\right)\right], \tag{13}$$

Рассмотрим поведение дипольного момента атома в случае $\lambda >> a$, что для твердотельных лазерных сред в оптическом диапазоне всегда справедливо. В этом случае d_n (t) медленно меняется с изменение n. Тогда можно перейти от дискретных значений $d_n(t)$ к непрерывной функции по z (в однородном случае) d(z,t). Используя разложение Тейлора для второго слагаемого в правой части уравнения (13), получаем

$$\left(\frac{d^2}{dz^2} - \frac{1}{a^2\omega^2\rho}\frac{d^2}{dt^2} - \frac{1-2\rho}{a^2\rho}\right)d(z,t) = 0\,. \tag{14}$$

Сделав следующую замену

$$\frac{1-2\rho}{a^2\rho}=k_0^2, \qquad (15)$$

$$\text{и} \quad a^2\omega^2\rho=v_{эт}^2,$$

получим уравнение в форме волнового уравнения Клейна-Гордона [3]

$$\left(\frac{d^2}{dz^2}-\frac{1}{v_{эт}^2}\frac{d^2}{dt^2}-k_0^2\right)d(z,t)=0. \qquad (16)$$

В случае большого коэффициента связи (ρ~0.5), $к_о \cong 0$ и выражение (2.37) приобретает вид классического волнового уравнения. Скорость распространения волны для этого случая равна скорости света. В рассматриваемом случае $к_о \neq 0$. Это указывает на то, что распространение волн вида (16) в активной среде происходит с дисперсией.

Общее решение этого уравнения можно представить в виде суперпозиции плоских волн

$$d(z,t)=\sum_k\frac{1}{\sqrt{L}}\left[A_k e^{j(\Omega_k t-kz)}+kc\right]. \qquad (17)$$

Подставляя (15) в (16) получим дисперсионное уравнение

$$\Omega_k^2=v_{эт}^2\left(k_0^2+k^2\right), \qquad (18)$$

где *k*- эффективная постоянная распространения.

В соответствии с периодическими граничными условиями Борна-Кармана $k = 2\pi m/L$ и соответствует фазовому сдвигу ka между синусоидальными колебаниями двух соседних частиц.

Из дисперсионного уравнения (18) можно найти фазовую и групповую скорости волн динамической поляризации для k-й гармоники

$$v_{ф_k}=\frac{\Omega_k}{k}=\frac{\sqrt{k_0^2+k^2}}{k}, \qquad (19)$$

$$v_{г_k}=\frac{d\Omega_k}{dk}=\frac{k}{\sqrt{k_0^2+k^2}}. \qquad (20)$$

В оптической частотной области для большинства сред показатель преломления является величиной комплексной. Мнимая составляющая обусловлена потерями. В этом случае постоянная распространения k будет иметь вид

$$k=\beta-j\alpha. \qquad (21)$$

Подставляя (21) в выражение для плоской волны получим

$$d(z,t)=\sum_k\frac{1}{\sqrt{L}}\left(A_k e^{j\Omega_k t-j\beta_k z+\alpha z}+k.c.\right), \qquad (22)$$

где α характеризует поглощение или усиление (в зависимости от знака) рассматриваемых волн в среде.

Таким образом, мы приходим к следующему заключению. При возбуждении активной среды возникают волны динамической поляризации, удовлетворяющие дисперсному уравнению (18). При инверсии населенностей рабочих уровней активной среды существование волн поляризации ограничено только релаксационными процессами.

Проведены теоретические исследования поведения ансамбля тождественных частиц в поле резонансного излучения. Найдено решение для скорости распространения возмущения в лазерной активной среде. Получены решения, которые подтверждают, что возмущение может передаваться не только за счет переизлучения, но и безызлучательным путем.

Theoretical researches of conduct of band of identical particles are conducted in the field of resonance radiation. A decision is found for speed of distribution of indignation in a laser active nvironment. Decisions, which confirm that indignation can be passed not only due to aradiation, are got but also unaradiation a way.

Библиографический список

1. Акулин В. М., Карлов Н.В. Интенсивные резонансные взаимодействия в квантовой электронике. - М.: Наука. 1987.- 312 с.

2. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела: Пер. с англ. 4-го издания. - М.: Наука, 1978. - 792 с.

3. Глаубер Р. Оптическая когерентность и статистика фотонов. Квантовая оптика и квантовая радиофизика: Пер. с англ. - М. : Мир, 1966. - С. 93-279.

Рекомендовано к печати д.т.н., проф. Денищиком Ю.С.