

НЕЛИНЕЙНЫЕ РЕЗОНАНСЫ В БЛИЖНЕПОЛЬНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ АТОМОВ

О. Н. Гадомский, А. Г. Глухов*

*Ульяновский государственный университет
432700, Ульяновск, Россия*

Поступила в редакцию 11 января 2006 г.

Показано, что в двухатомных наноструктурных системах из одинаковых или разных двухуровневых атомов при учете диполь-дипольного взаимодействия в поле излучения образуются нелинейные оптические ближнепольные резонансы, частоты которых сильно зависят от интенсивности внешнего оптического излучения, от начальных условий, от поляризации внешнего поля по отношению к оси наноструктурной системы и от межатомного расстояния. Межатомное взаимодействие учтено без применения теории возмущений, поэтому в эффективные поляризуемости атомов наноструктурной системы входят величины межатомного расстояния и напряженности электрического поля внешней оптической волны в различных степенях. Предсказан эффект «падающей башни», связанный с нелинейным поведением локальных дипольных моментов атомов в наноструктурной системе.

PACS: 07.60.Py, 03.67.Lx, 36.40.-c

1. ВВЕДЕНИЕ

Среди многообразия наноструктурных систем особое место занимают двухатомные системы. Это связано с тем, что двухатомные наноструктурные системы могут быть реализованы, например, в одноатомном оптическом ближнепольном микроскопе, где атом-зонд взаимодействует с атомом образца [1, 2]. Более того, при рассмотрении наноструктурных систем, состоящих из конечного числа атомов, можно в определенном приближении принять концепцию о парном взаимодействии атомов. Поэтому представляет интерес рассмотрение оптических свойств системы из двух одинаковых или разных атомов в поле оптического излучения, чему и посвящена данная статья.

Учету диполь-дипольного взаимодействия атомов в поле излучения посвящено значительное число работ. Так, в известной задаче [3] взаимодействия двух одинаковых двухуровневых атомов показано, что при учете диполь-дипольного взаимодействия атомов без запаздывания симметричное и антисимметричное состояния пары атомов обладают разными значениями энергии при условии, что один из

атомов находится в возбужденном состоянии. В рамках терминологии, принятой в данной статье, в задаче [3] учитываются лишь два значения инверсии атомов, $+1$ и -1 . В данной статье показано, что важное значение в интенсивных полях приобретают и промежуточные величины инверсии, что приводит к плавному изменению частоты резонансов в системе двух тождественных атомов.

В задаче [3] диполь-дипольное взаимодействие двух тождественных атомов учитывалось в первом порядке теории возмущений. В данной статье, в отличие от работы [3], диполь-дипольное взаимодействие одинаковых или разных атомов при малых межатомных расстояниях мы учитываем без применения теории возмущений, принимая во внимание тот факт, что действующие поля в местах расположения атомов могут сильно отличаться от внешнего поля. Этот подход уже использовался нами ранее при исследовании оптических свойств двухатомных наноструктурных систем в малоинтенсивных оптических полях. В таких полях, как было показано в работе [4], образуются линейные стационарные оптические размерные резонансы, частоты которых сильно отличаются от частот перехода в спектре изолированных атомов, составляющих систему, и зависят от межатомного расстояния и поляриза-

*E-mail: qed_group@mail.ru

ции внешнего поля по отношению к оси наноструктурной системы. В наших работах было показано, что такие резонансы играют важную роль в оптической ближнепольной микроскопии [2], в процессах управления движением атомов в лазерном поле [5, 6], в спектрах анизотропного отражения света от поверхности твердых тел, содержащей димеры [7]. С нашей точки зрения, эти резонансы должны проявляться в различных наноструктурных системах, например, в атомных нанокластерах. Так, в работе [8] свойства линейных размерных резонансов исследовались на примере трехатомного нанокластера. Дальнейшее увеличение числа атомов в кластере при произвольном расположении атомов требует сложных численных расчетов.

В данной статье, в отличие от работ [4–8], рассмотрены оптические свойства двухатомных наноструктурных систем в поле интенсивного оптического излучения. Это позволяет не только точно сформулировать условия применимости линейного приближения, но и доказать, что в интенсивном оптическом поле образуется новая разновидность резонансов, которые мы будем определять как нелинейные стационарные оптические ближнепольные резонансы. Частоты этих резонансов, как будет показано ниже, зависят от интенсивности внешнего поля, от параметров диполь-дипольного взаимодействия и от поляризации внешнего поля по отношению к оси наноструктурной системы.

Теория ближнепольных резонансов в атомных системах основана на уравнениях движения для атомных и полевых переменных, в которых учитывается взаимное влияние атомов друг на друга. При этом может быть применен квантовый [9–11] или полуклассический [4, 12] подход. В данной статье использован полуклассический метод, при этом, в отличие от работы [12], не используется усреднение по ансамблю атомов. Это позволит нам вычислять действующие оптические поля в местах расположения атомов и определять локальные индуцированные дипольные моменты атомов.

2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДВУХ АТОМОВ В ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ. УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ

Мы будем полагать атомы двухуровневыми и считать, что один двухуровневый атом находится в начале системы координат, $\mathbf{r}_1 = 0$, а второй — в точке \mathbf{r}_2 с координатами $(0, R, 0)$. Атомы облучаются бегущей лазерной волной с постоянной амплитудой

\mathbf{E}_{0L} и частотой ω , которая близка к частотам атомных переходов ω_{01}, ω_{02} . Напряженность электрического поля этой волны имеет вид

$$\mathbf{E}_L(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_{0L} \exp(i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r} - i\omega t), \quad (1)$$

где \mathbf{k}_0 — волновой вектор внешней волны, $k_0 = \omega/c$.

Электрическое поле, образуемое лазерной волной и дипольными моментами атомов, рассматриваемое в точке наблюдения \mathbf{r} в момент времени t , может быть представлено в виде

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_L(\mathbf{r}, t) + \sum_{j=1}^2 \text{rot rot} \frac{\langle \mathbf{d}_j \rangle (t - R_j/c)}{R_j}, \quad (2)$$

где $\langle \mathbf{d}_j \rangle$ — индуцированный дипольный момент j -го атома, зависящий от значения поля в месте расположения этого атома, $R_j = |\mathbf{r} - \mathbf{r}_j|$, c — скорость света в вакууме. Точка наблюдения \mathbf{r} в уравнении (2) может как совпадать с точками \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 , так и находиться вне этих точек. Дифференцирование в (2) проводится по координатам точки наблюдения. Отметим, что значения индуцированных дипольных моментов $\langle \mathbf{d}_1 \rangle$ и $\langle \mathbf{d}_2 \rangle$ в ближней зоне определяются только электрическим вектором электромагнитного поля. Влияние магнитного вектора поля становится сравнимым с влиянием электрического вектора только в волновой зоне, когда $k_0 R_j \gg 1$.

Для системы двух атомов оператор Гамильтона может быть записан в виде

$$\hat{H} = \frac{1}{2} \hbar \sum_{j=1}^2 \omega_{0j} (\hat{I} + \hat{\sigma}_{3j}) - \frac{1}{2} \sum_{j=1}^2 (\mathbf{d}_{0j}^* \hat{\sigma}_{+j} \mathbf{E}_j + \mathbf{d}_{0j} \hat{\sigma}_{-j} \mathbf{E}_j), \quad (3)$$

где \mathbf{E}_j — напряженности электрического поля в местах расположения атомов 1 и 2, \mathbf{d}_{0j} — матричный элемент дипольного момента j -го атома, \hat{I} — единичный оператор, $\hat{\sigma}_{\pm j} = (\hat{\sigma}_{1j} \pm i\hat{\sigma}_{2j})$ и $\hat{\sigma}_{\alpha j}$ ($\alpha = 1, 2, 3, j = 1, 2$) — операторы эффективного спина j -го атома. Отметим, что в используемых обозначениях операторы дипольных моментов атомов имеют вид

$$\hat{\mathbf{d}}_j = \frac{1}{2} (\mathbf{d}_{0j}^* \hat{\sigma}_{+j} + \mathbf{d}_{0j} \hat{\sigma}_{-j}). \quad (4)$$

Используя оператор Гамильтона (3), можно вывести гейзенберговские уравнения движения для

операторов дипольных моментов $\hat{\sigma}_{+j} = \mathbf{d}_{0j}^* \hat{\sigma}_{+j}$, $\hat{\sigma}_{-j} = \mathbf{d}_{0j} \hat{\sigma}_{-j} + \hat{\sigma}_{3j}$:

$$\begin{aligned}\dot{\hat{\sigma}}_{+j} &= i\hat{\sigma}_{+j}\omega_{0j} + \frac{2i}{\hbar}\mathbf{d}_{0j}^*\hat{\sigma}_{3j}(\mathbf{d}_{0j} \cdot \mathbf{E}_j), \\ \dot{\hat{\sigma}}_{-j} &= -i\hat{\sigma}_{-j}\omega_{0j} - \frac{2i}{\hbar}\mathbf{d}_{0j}\hat{\sigma}_{3j}(\mathbf{d}_{0j}^* \cdot \mathbf{E}_j), \\ \dot{\hat{\sigma}}_{3j} &= \frac{i}{\hbar}(\hat{\sigma}_{+j} - \hat{\sigma}_{-j})\mathbf{E}_j.\end{aligned}\quad (5)$$

После этого в уравнениях (5) можно перейти к средним значениям

$$s_{\alpha j} = \langle \sigma_{\alpha j} \rangle, \quad \mathbf{s}_{\pm j} = \langle \sigma_{\pm j} \rangle.$$

В случае классического поля после перехода к средним значениям вид уравнений (5) не меняется.

Для дальнейшего анализа удобно явно выделить осцилляции поля с оптической частотой, положив

$$\mathbf{E}_j = \mathbf{E}_{0j} \exp(-i\omega t), \quad \mathbf{E}_{0j} = \mathbf{E}'_{0j} - i\mathbf{E}''_{0j},$$

где \mathbf{E}'_{0j} и \mathbf{E}''_{0j} — действительные и мнимые части действующих полей в местах расположения атомов 1 и 2. В стационарных полях эти величины от времени не зависят. Введем преобразование

$$\begin{aligned}s_{1j} &= u_j \cos \omega t - v_j \sin \omega t, \\ s_{2j} &= u_j \sin \omega t + v_j \cos \omega t, \quad s_{3j} = w_j, \\ \mathbf{s}_{\pm j} &= \mathbf{d}_{0j}(u_j \pm iv_j) \exp(\pm i\omega t),\end{aligned}\quad (6)$$

а также функции

$$\mathbf{X}_j = \mathbf{d}_{0j}(u_j - iv_j), \quad \mathbf{X}_j^* = \mathbf{d}_{0j}^*(u_j + iv_j),$$

определяющие индуцированные дипольные моменты атомов. Последние функции удовлетворяют уравнениям для связанных квантовых диполей, которые следует дополнить релаксационными членами, учитывающими естественные ширины атомных переходов. Полагая полную скорость спонтанных распадов верхних уровней равной $2\gamma_j$, можно записать окончательный вид уравнений движения для атомных переменных:

$$\dot{\mathbf{X}}_j = -i\Delta_j \mathbf{X}_j - \frac{2i}{\hbar}|\mathbf{d}_{0j}|^2 w_j \mathbf{E}_{0j} - \gamma_j \mathbf{X}_j, \quad (7a)$$

$$\dot{\mathbf{X}}_j^* = i\Delta_j \mathbf{X}_j^* + \frac{2i}{\hbar}|\mathbf{d}_{0j}|^2 w_j \mathbf{E}_{0j}^* - \gamma_j \mathbf{X}_j^*, \quad (7б)$$

$$\dot{w}_j = \frac{i}{\hbar}(\mathbf{X}_j^* \cdot \mathbf{E}_{0j} - \mathbf{X}_j \cdot \mathbf{E}_{0j}^*) - 2\gamma_j(w_j - w_{0j}), \quad (7в)$$

где $\Delta_j = -\omega + \omega_{0j}$ — расстройки частоты поля относительно частот оптических атомных переходов в j -ом атоме, w_{0i} — равновесное значение w_i . При выводе уравнений (7) учтено, что при $\mathbf{d}_{0j} \parallel \mathbf{E}_{0j}$ имеет место соотношение

$$\mathbf{d}_{0j}(\mathbf{d}_{0j} \cdot \mathbf{E}_0) = |\mathbf{d}_{0j}|^2 \mathbf{E}_0.$$

Величины w_1 и w_2 определяют разности вероятностей обнаружения атомов в возбужденном и основном состояниях. Будем называть эти величины инверсиями атомов, следуя общепринятой терминологии [13], однако при этом следует принимать во внимание, что в нашем рассмотрении отсутствует усреднение по ансамблю атомов. Целью нашего рассмотрения является исследование поведения атомов в действующих полях \mathbf{E}_{01} и \mathbf{E}_{02} .

Замечая далее, что индуцированные дипольные моменты атомов в моменты времени $t - R_j/c$ определены соотношениями

$$\langle \mathbf{d}_j \rangle = \frac{1}{2} \mathbf{X}_j \exp(ik_0 R_j - i\omega t)$$

и используя выражения (1), (2), (6), можно представить величины \mathbf{E}_{0j} как

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_{01} &= \mathbf{E}_{0L} \exp(i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}_1) + \frac{1}{2} \hat{G} \mathbf{X}_2 \exp(ik_0 R), \\ \mathbf{E}_{02} &= \mathbf{E}_{0L} \exp(i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}_2) + \frac{1}{2} \hat{G} \mathbf{X}_1 \exp(ik_0 R),\end{aligned}\quad (8)$$

где R — расстояние между атомами, а тензор \hat{G} имеет вид

$$\begin{pmatrix} -F & 0 & 0 \\ 0 & 2G & 0 \\ 0 & 0 & -F \end{pmatrix}, \quad (9)$$

$$G = \frac{1}{R^3} - i \frac{k_0}{R^2}, \quad F = G - \frac{k_0^2}{R}.$$

Уравнения (7) и (8) образуют связанную систему уравнений, которая позволяет вычислить поля в местах нахождения атомов и индуцированные дипольные моменты атомов с учетом взаимного влияния атомов друг на друга. Вычислив индуцированные дипольные моменты атомов, можно на основании уравнения (2) и соответствующего уравнения для напряженности магнитного поля вычислить напряженности оптического поля и в других точках наблюдения в ближней и волновой зонах по отношению к местоположению одного из атомов наноструктурного объекта.

3. ЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ РАЗМЕРНЫЕ РЕЗОНАНСЫ В СИСТЕМЕ ДВУХ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ АТОМОВ

Рассмотрим случай взаимодействия атомов с полем стационарного излучения при временах, значительно больших времени спонтанной релаксации τ_{sp} . При таких временах в уравнениях (7) следует учесть, что

$$\dot{X}_j = 0. \quad (10)$$

Это означает, что процессы релаксации и процессы индуцирования дипольных моментов в атомах компенсируют друг друга. Тогда при выполнении условий (10) уравнения (7а) и (7б) сводятся к системе нелинейных алгебраических уравнений.

Введем квантовые поляризуемости атомов в области изолированных резонансов ω_{0j} :

$$\alpha_j = \frac{2|\mathbf{d}_{0j}|^2}{\hbar} \frac{1}{\Delta_j - i\gamma_j}. \quad (11)$$

Тогда стационарное решение уравнений (7а) и (7б) может быть представлено в виде

$$\begin{aligned} X_1^y &= -E_{0L}^y w_1 \alpha_1 \frac{\exp(i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}_1) - w_2 \alpha_2 G \exp(i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}_2) \exp(ik_0 R)}{1 - w_1 w_2 G^2 \alpha_1 \alpha_2 \exp(2ik_0 R)} = \alpha_{eff}^y(1) E_{0L}^y, \\ X_1^{x,z} &= -E_{0L}^{x,z} w_1 \alpha_1 \frac{\exp(i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}_1) + (1/2)w_2 \alpha_2 F \exp(i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}_2) \exp(ik_0 R)}{1 - (1/4)w_1 w_2 F^2 \alpha_1 \alpha_2 \exp(2ik_0 R)} = \alpha_{eff}^{x,z}(1) E_{0L}^{x,z}, \\ X_2^y &= -E_{0L}^y w_2 \alpha_2 \frac{\exp(i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}_2) - w_1 \alpha_1 G \exp(i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}_1) \exp(ik_0 R)}{1 - w_1 w_2 G^2 \alpha_1 \alpha_2 \exp(2ik_0 R)} = \alpha_{eff}^y(2) E_{0L}^y, \\ X_2^{x,z} &= -E_{0L}^{x,z} w_2 \alpha_2 \frac{\exp(i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}_2) + (1/2)w_1 \alpha_1 F \exp(i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}_1) \exp(ik_0 R)}{1 - (1/4)w_1 w_2 F^2 \alpha_1 \alpha_2 \exp(2ik_0 R)} = \alpha_{eff}^{x,z}(2) E_{0L}^{x,z}, \end{aligned} \quad (12)$$

где $\alpha_{eff}^{x,y,z}(j)$ — нелинейная эффективная поляризуемость j -го атома.

Индукцированные дипольные моменты атомов (12) зависят от величин w_1 и w_2 , т.е. от разностей вероятностей обнаружения атомов в основном и возбужденном состояниях. Величины w_1 и w_2 в общем случае зависят от полей \mathbf{E}_{01} и \mathbf{E}_{02} , поэтому эффективные поляризуемости являются нелинейными функциями внешнего поля \mathbf{E}_{0L} . Однако, как будет показано ниже, существует область значений \mathbf{E}_{0L} , в которой эффективные поляризуемости являются величинами, практически не зависящими от лазерного поля \mathbf{E}_{0L} . Этот случай соответствует линейному приближению.

Анализ формул (12) показывает, что эффективные поляризуемости обладают размерными резонансами, частоты которых зависят от межатомного расстояния. В линейном приближении эти размерные резонансы мы будем называть линейными стационарными оптическими размерными резонансами. Для теоретического описания этих резонансов достаточно использовать уравнения (7а) и (7б), полагая что $w_j \rightarrow -1$.

Для двух тождественных атомов, когда $\alpha_1 = \alpha_2$, из (12) можно получить простые формулы для частот размерных резонансов ω'_1 и ω'_2 :

$$\omega'_1 = \omega_0 - G \frac{2|\mathbf{d}_0|^2}{\hbar}, \quad (13a)$$

$$\omega'_2 = \omega_0 + F \frac{|\mathbf{d}_0|^2}{\hbar}, \quad (13б)$$

где учтено, что $w_1 = w_2 = -1$, $|\mathbf{d}_{01}| = |\mathbf{d}_{02}| = |\mathbf{d}_0|$, $\omega_{01} = \omega_{02} = \omega_0$, $k_0 R \ll 1$. При этом условие $\alpha_1 = \alpha_2$ и равенство собственных частот $\omega_{01} = \omega_{02}$ возможны, если взаимодействующие атомы неподвижны. При $k_0 R \ll 1$ можно пренебречь запаздыванием в диполь-дипольном взаимодействии атомов и положить

$$F = G = 1/R^3.$$

Таким образом, система из двух тождественных атомов обладает двумя линейными стационарными оптическими размерными резонансами в зависимости от направления поляризации лазерной волны по отношению к оси \mathbf{R} двухатомной системы, соединяющей центры атомов. Когда вектор поляризации лазерной волны направлен вдоль оси системы \mathbf{R} , частота размерного резонанса равна ω'_1 и определяется формулой (13а). Когда же вектор поляризации лазерной волны перпендикулярен оси \mathbf{R} , частота размерного резонанса определяется по формуле (13б) и равна ω'_2 . При частотах ω'_1 и ω'_2 индуцированные дипольные моменты, а следовательно, и эффективные поляризуемости (12) достигают своих максимальных значений. Ширина этих резонансов определяется естественной шириной уровней изолированных атомов, из которых составлена система и которые являются в нашем рассмотрении изотропными. Взаимное влияние атомов в поле лазерного излучения приводит к анизотропии двухатомной системы, поскольку $\alpha_{eff}^y(j) \neq \alpha_{eff}^{x,z}(j)$.

4. НЕЛИНЕЙНЫЕ СТАЦИОНАРНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ РАЗМЕРНЫЕ РЕЗОНАНСЫ В БЛИЖНЕПОЛЬНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ АТОМОВ

Учтем отклонения величин w_1 и w_2 от равновесного значения в формулах (12) для индуцированных дипольных моментов атомов. В этом случае частоты размерных резонансов будут определяться из следующих уравнений:

$$\omega' = \omega_0 + wG \frac{2|\mathbf{d}_0|^2}{\hbar}, \quad (14a)$$

$$\omega'' = \omega_0 - \frac{1}{2}wF \frac{2|\mathbf{d}_0|^2}{\hbar}, \quad (14б)$$

где инверсия w одинаковых атомов является некоторой функцией частоты. Чтобы определить явный вид функции w , следует учесть уравнения (7в).

Рассмотрим стационарное решение уравнений (7), когда наряду с условием (10) выполняется также и условие

$$\dot{w}_1 = 0, \quad \dot{w}_2 = 0. \quad (15)$$

Для двух одинаковых атомов при выполнении условий (10) и (15) при одновременном облучении атомов 1 и 2 будем решать лишь одно уравнение (7в), полагая, что $w_1 = w_2 = w$.

Преобразуем уравнение (7в) с учетом сделанных замечаний. Из уравнения (7а) имеем следующее выражение:

$$X_j^{x,y,z} = -w_j \alpha_j E_{0j}^{x,y,z}. \quad (16)$$

Подставим это выражение в уравнение (7в). Тогда, положив $w_0 = -1$, получим следующее уравнение:

$$2\gamma(w - w_0) = -|\mathbf{X}|^2 \frac{\gamma}{w|\mathbf{d}_0|^2}, \quad \gamma = \frac{1}{2\tau_{sp}}, \quad (17)$$

где $\mathbf{X} = \mathbf{X}_1 = \mathbf{X}_2$, причем величины \mathbf{X}_1 и \mathbf{X}_2 определяются с помощью формул (12), где эффективные поляризуемости зависят от инверсии w . Для учета других механизмов уширения спектральных линий в уравнении (17), а также в уравнениях (7) следует заменить 2γ на $1/T_1$, а γ на $1/T_2'$, где T_1 и T_2' — времена соответственно энергетической и фазовой релаксаций.

Для естественно уширенных квантовых переходов на частоте $\omega = \omega_0$ получим, что квантовая поляризуемость изолированных атомов

$$\alpha = \frac{3i}{k_0^3}.$$

Это означает, что два атома в отсутствие диполь-дипольного взаимодействия имеют один резонанс на частоте $\omega = \omega_0$. Учет диполь-дипольного

взаимодействия атомов в линейном приближении, когда $w = -1$, приводит к образованию двух линейных стационарных размерных резонансов с частотами (13). При этом

$$\alpha_{eff}^y(\omega'_1) = \alpha_{eff}^{x,z}(\omega'_2) = \frac{3i}{k_0^3},$$

а частоты ω'_1 и ω'_2 сильно отличаются от частоты перехода ω_0 . На примере атомов натрия, резонансно поглощающих фотоны с длиной волны $\lambda = 5890 \text{ \AA}$ (желтая линия атома натрия) на переходе из основного состояния $3S$ в возбужденное состояние $3P$, естественная ширина линии перехода $3S-3P$ равна 10 МГц. В этом случае имеем

$$\omega'_1 = (3.197 \cdot 10^{15} - 1.175 \cdot 10^{13}) \text{ рад/с},$$

$$\omega'_2 = (3.197 \cdot 10^{15} + 0.58 \cdot 10^{13}) \text{ рад/с},$$

если расстояние между центрами атомов равно 10^{-7} см. Поскольку частоты размерных резонансов зависят от межатомного расстояния по закону $1/R^3$, малое изменение этого расстояния приводит к существенной перестройке частотного спектра пары взаимодействующих атомов.

Рассмотрим теперь эффективные поляризуемости атомов на частотах нелинейных резонансов (14). Пусть напряженность внешнего поля (1) направлена вдоль оси \mathbf{R} , соединяющей центры атомов. Тогда

$$\alpha_{eff}^y(\omega) = -w \frac{3i}{k_0^3},$$

а инверсия атомов, согласно уравнению (17), имеет следующий вид:

$$w = \frac{w_0}{1 + \frac{9}{2|\mathbf{d}_0|^2} (E_{0L}^y)^2 \frac{1}{k_0^6}}. \quad (18)$$

При выполнении условия

$$E_{0L}^y \ll \frac{\sqrt{2}}{3} |\mathbf{d}_0| k_0^3$$

инверсия w мало отличается от равновесного значения $w_0 = -1$, что соответствует линейному приближению. В этом случае атомы можно рассматривать как линейные дипольные осцилляторы. В интенсивных полях, т. е. при

$$E_{0L}^y \gg \frac{\sqrt{2}}{3} |\mathbf{d}_0| k_0^3, \quad (19)$$

инверсия сильно отличается от равновесной, когда может быть достигнуто значение $w = 0$ и пара взаимодействующих атомов обладает единственным резонансом на частоте ω_0 . Таким образом, в интенсивном световом поле можно уничтожить межатомное

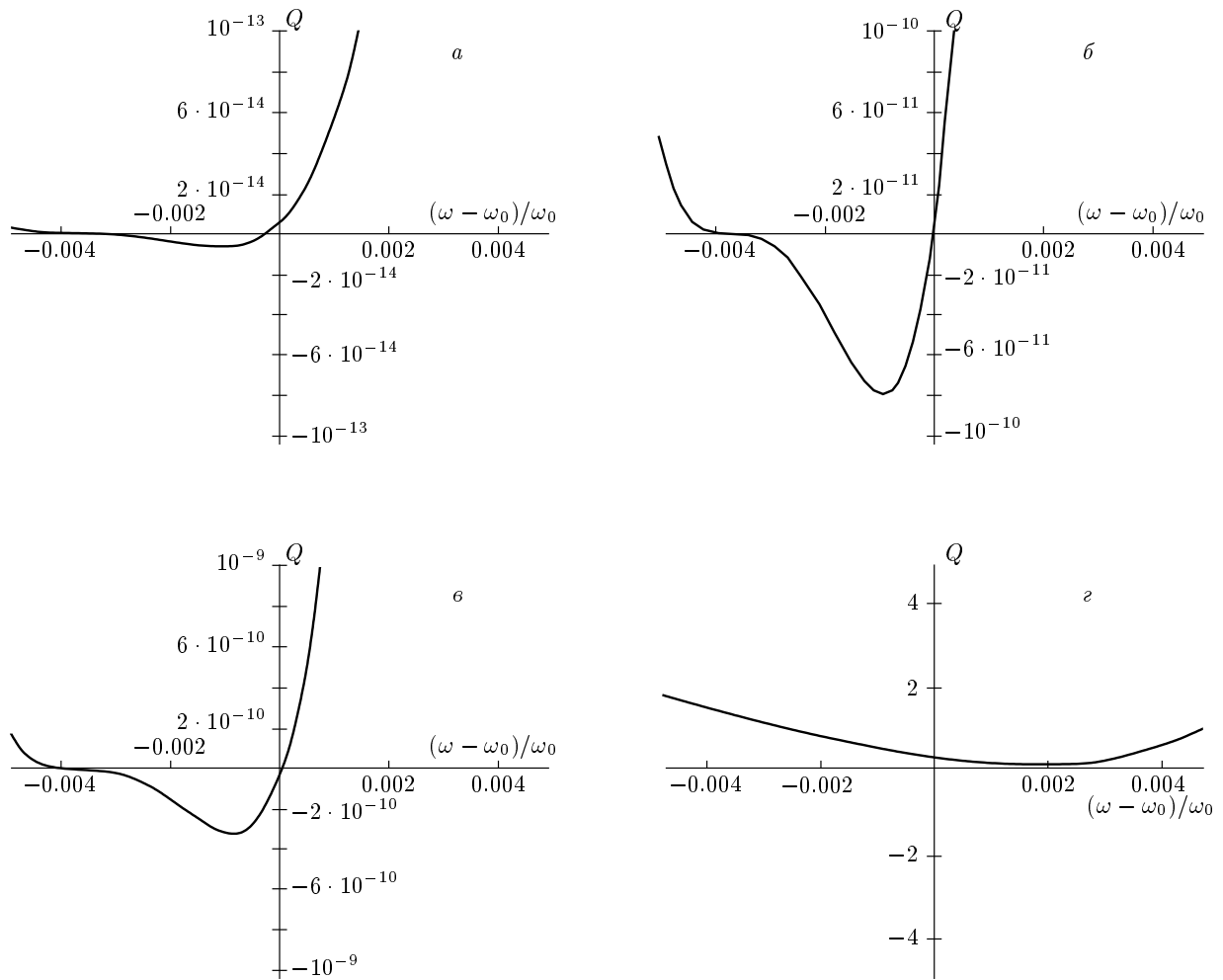


Рис. 1. Зависимости величины Q от частоты для двух атомов натрия при межатомном расстоянии $R = 1$ нм при различных значениях $E_{0L}^y = 5 \cdot 10^{-3}$ (а), $5 \cdot 10^{-1}$ (б), 10 (в), $5 \cdot 10^3$ (г) ед. СГСЭ

взаимодействие. При учете других механизмов уширения линии перехода с характерными временами релаксации T_1 и T_2' этот эффект сохраняется, однако вместо условия (19) для напряженности электрического поля внешней волны должно быть выполнено следующее условие:

$$E_{0L}^y \gg \frac{1}{3} |\mathbf{d}_0| k_0^3 \left(\frac{T_2'}{T_1} \right)^{1/2} \frac{1}{\gamma T_2'} \quad (20)$$

При этом эффективная поляризуемость атомов на частотах размерных резонансов умножается на фактор $\gamma T_2'$, который, как правило, значительно меньше единицы.

5. ЭФФЕКТ «ПАДАЮЩЕЙ БАШНИ»

Рассмотрим частотные зависимости индуцированных дипольных моментов \mathbf{X} и инверсий w взаимодействующих атомов. При взаимодействии атомов за счет ближнего поля $k_0 R \ll 1$. Пусть вектор \mathbf{E}_{0L} направлен вдоль оси \mathbf{R} . Тогда уравнение (17) с учетом выражений (12) преобразуется к следующему виду:

$$w^3 + aw^2 + bw + c = 0, \quad (21)$$

где

$$a = \frac{R^6}{|\alpha|^2} \left[\frac{2}{R^3} \operatorname{Re} \alpha + \frac{|\alpha|^2}{R^6} \right], \quad c = \frac{R^6}{|\alpha|^2},$$

$$b = \frac{R^6}{|\alpha|^2} \left[1 + \frac{2}{R^3} \operatorname{Re} \alpha + \frac{(E_{0L}^y)^2 |\alpha|^2}{2 |\mathbf{d}_0|^2} \right].$$

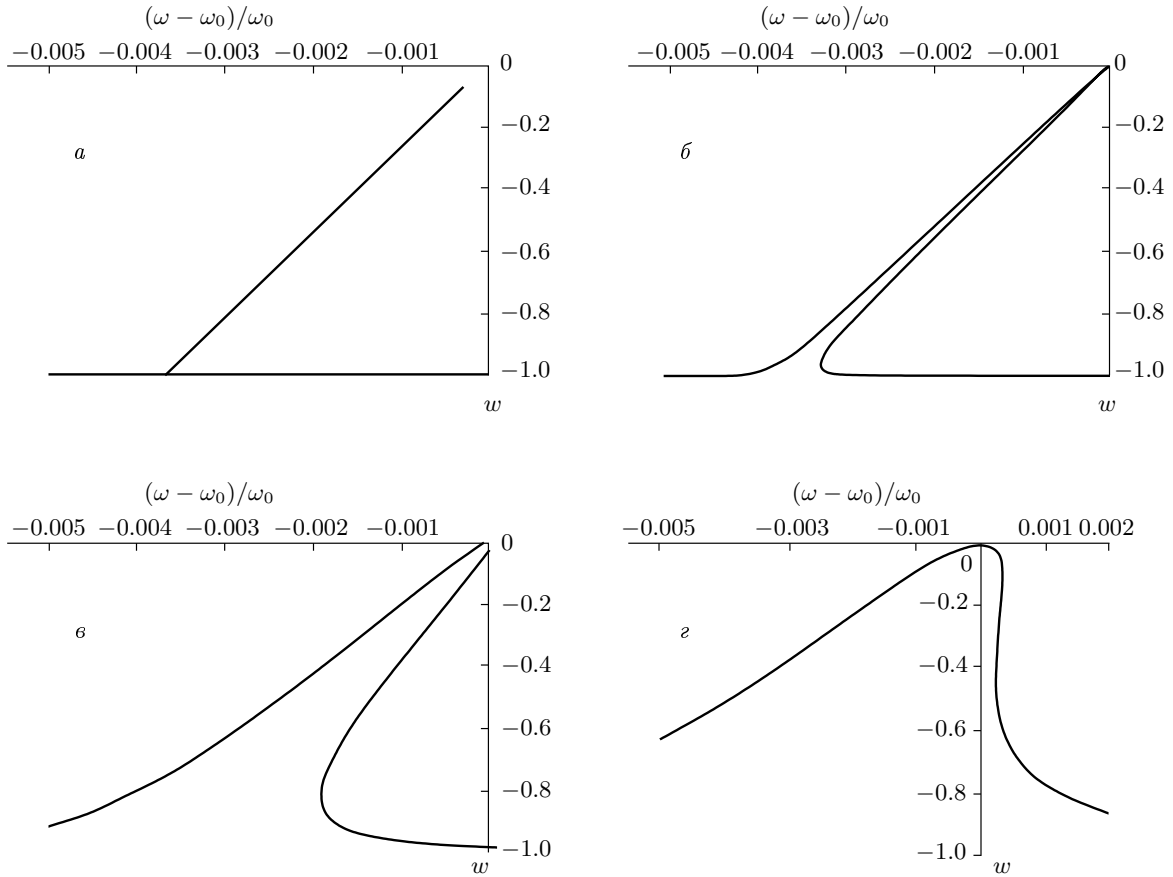


Рис. 2. Зависимости инверсии атомов натрия от частоты при межатомном расстоянии $R = 1$ нм при различных значениях $E_{0L}^y = 5 \cdot 10^{-3}$ (а), $5 \cdot 10^1$ (б), $5 \cdot 10^2$ (в), $5 \cdot 10^3$ (г) ед. СГСЭ

Решение этого уравнения зависит от значения величины

$$Q = \frac{p^3}{27} + \frac{q^2}{4},$$

где

$$p = -\frac{a^2}{3} + b, \quad q = 2\left(\frac{a}{3}\right)^3 - \frac{ab}{3} + c. \quad (22)$$

В соответствии с решением Кардано при $Q > 0$ неполное кубическое уравнение, которое получается из (21) с помощью подстановки

$$w = y - a/3,$$

имеет один действительный корень и два сопряженных комплексных корня. При $Q = 0$ неполное кубическое уравнение имеет три действительных корня, два из которых равны друг другу, а при $Q < 0$ получим три различных действительных корня. Учитывая физический смысл инверсий w , при $Q > 0$ будем оставлять только действительные значения корней. На рис. 1 приведены зависимости величины Q от

частоты при различных значениях напряженности лазерного поля E_{0L}^y . Как видно из рис. 1, все три случая могут быть реализованы одновременно лишь при достаточно больших внешних полях. Однако при очень больших значениях E_{0L}^y наступает постепенное сглаживание зависимости $Q(\omega)$ (рис. 1г).

На рис. 2 представлены характерные зависимости инверсии атомов от частоты и напряженности поля E_{0L}^y на примере неподвижных атомов натрия при межатомном расстоянии $R = 1$ нм. Заметное отклонение инверсий от равновесного значения начинается со значения напряженности поля E_{0L}^y порядка 10^{-3} ед. СГСЭ. При полях E_{0L}^y около 10 ед. СГСЭ инверсия атомов изменяется от -1 до 0 , т. е. при таких полях может быть достигнуто «отключение» диполь-дипольного взаимодействия атомов. При дальнейшем увеличении поля E_{0L}^y при определенных частотах становится заметной неоднозначность в выборе инверсии.

Определим теперь свойства локальных диполь-

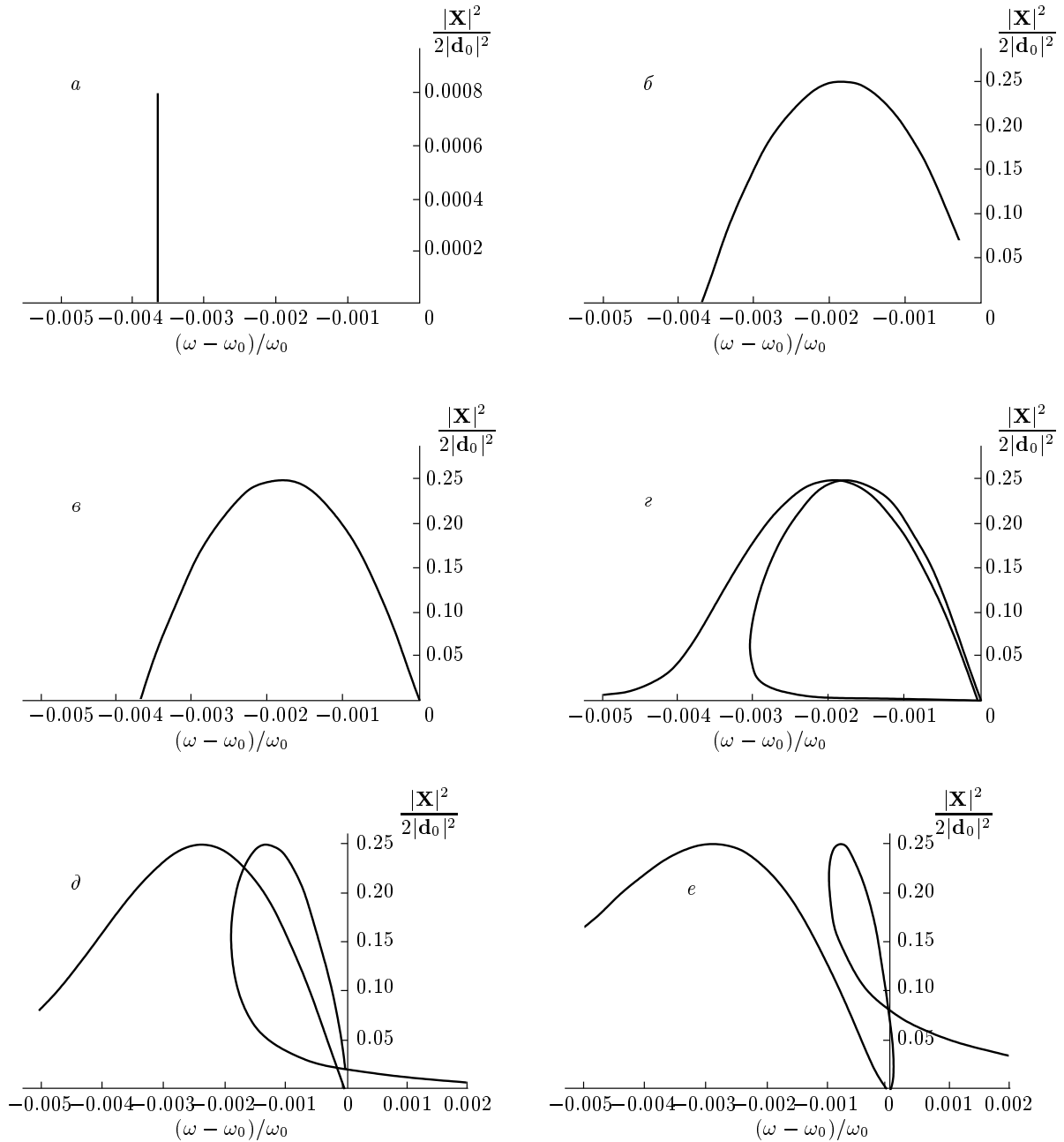


Рис. 3. Зависимости локального дипольного момента атома от частоты в системе из двух взаимодействующих атомов натрия при межатомном расстоянии $R = 1$ нм при различных значениях $E_{0L}^y = 10^{-4}$ (а), $5 \cdot 10^{-3}$ (б), 10^{-1} (в), 10^2 (г), $5 \cdot 10^2$ (д), 10^3 (е) ед. СГСЭ

ных моментов взаимодействующих атомов с помощью уравнения (17). Как видно из рис. 3а, при малых полях $E_{0L}^y \sim 10^{-4}$ ед. СГСЭ в системе из двух атомов натрия образуется линейный размерный стационарный резонанс, соответствующий выбранному направлению вектора поляризации лазерной волны вдоль оси системы, т. е. $y \parallel \mathbf{R}$. При дальнейшем уве-

личении поля лазерной волны поведение локального дипольного момента атома в системе мы будем называть эффектом «падающей башни». (Заметим, что максимальное значение локального дипольного момента атома в системе двух взаимодействующих одинаковых неподвижных атомов остается постоянным при различных значениях напряженности элект-

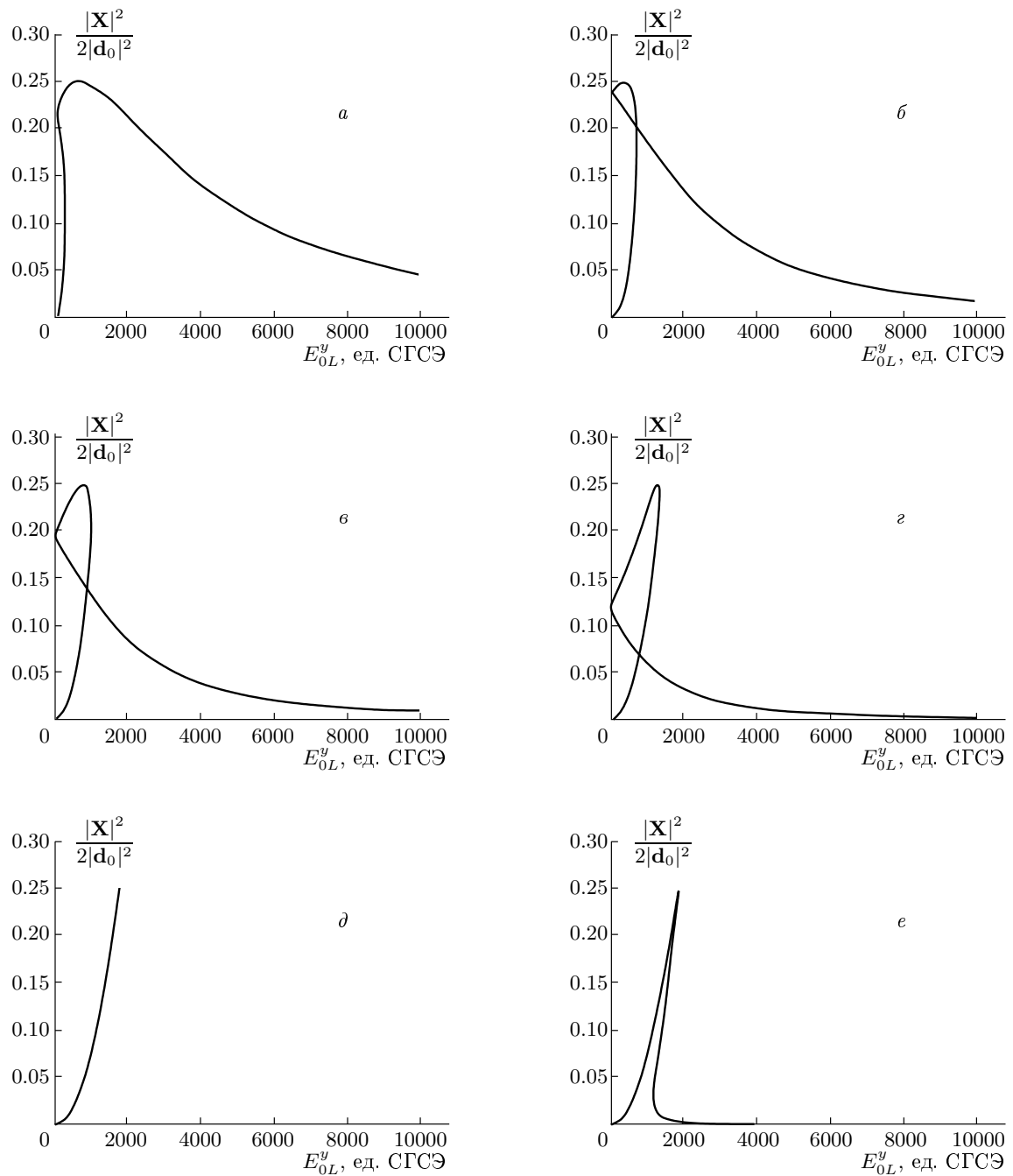


Рис. 4. Дисперсионные зависимости локального дипольного момента атома в системе двух взаимодействующих атомов натрия при $R = 1$ нм в окрестности изолированного резонанса ω_0 ; $(\omega - \omega_0)/\omega_0 = -0.0025$ (а), -0.0015 (б), -0.001 (в), -0.0005 (г), 0 (д), 0.001 (е)

трического поля лазерной волны.)

Эффект «падающей башни» имеет следующие характерные черты. Существуют области слабой зависимости поведения локального дипольного момента атома от поля. Так, вид дисперсионной зависимости, представленной на рис. 3б, практически

не изменяется при изменении E_{0L}^y от $0.2 \cdot 10^{-3}$ до 10^{-2} ед. СГСЭ, а вид дисперсионной зависимости, представленной на рис. 3в, сохраняется при изменении E_{0L}^y от 10^{-1} до 10 ед. СГСЭ. Сильное изменение дисперсионной зависимости локального дипольного момента атома наступает в том диапазоне измене-

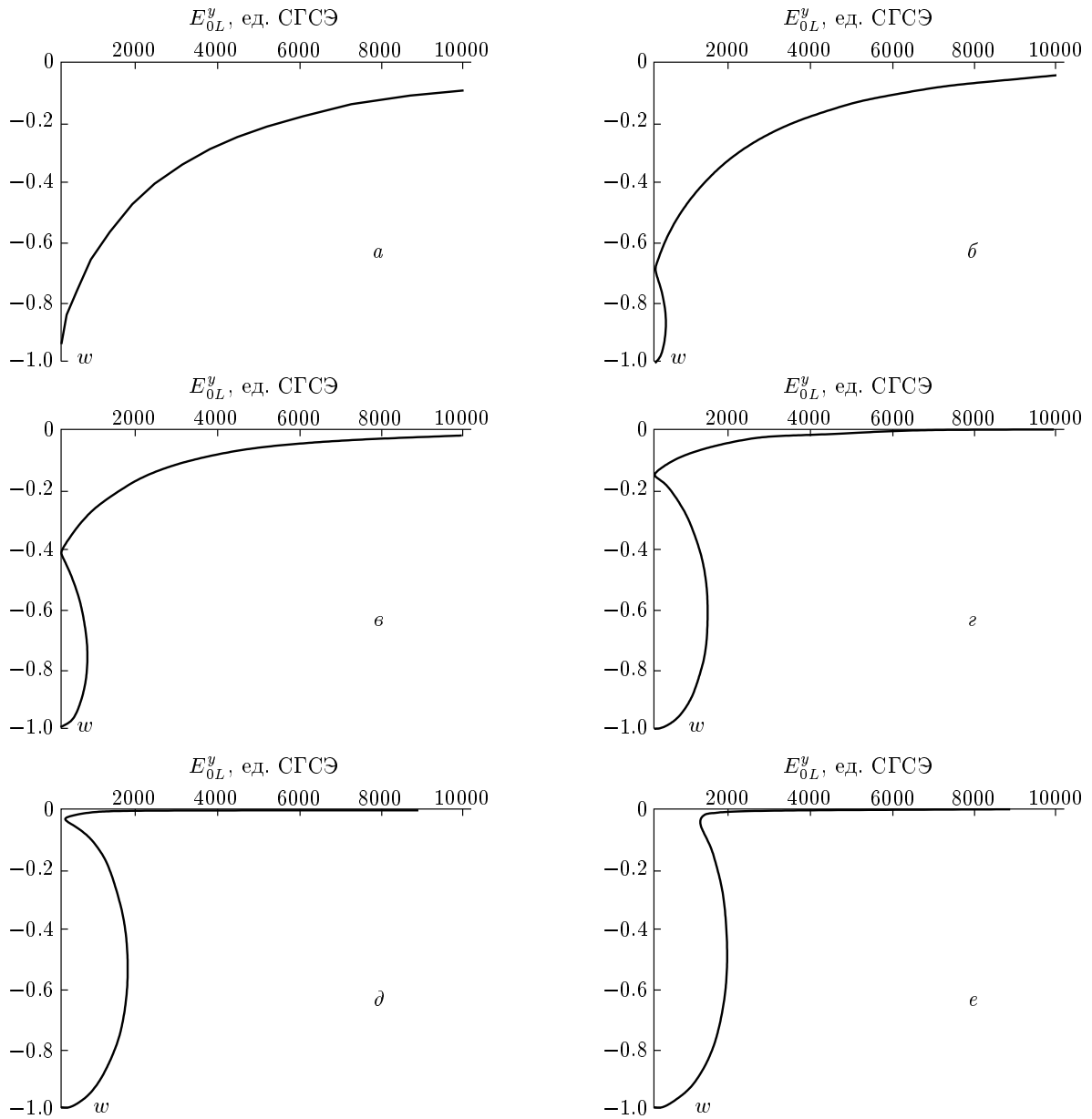


Рис. 5. Зависимости инверсии атома натрия в двухатомном наноструктурном объекте от напряженности электрического поля лазерной волны при $R = 1$ нм в окрестности изолированного резонанса ω_0 ; $(\omega - \omega_0)/\omega_0 = -0.0035$ (а), -0.0025 (б), -0.0015 (в), -0.0005 (г), -0.0001 (д), 0.001 (е)

ния E_{0L}^y , когда появляется неоднозначная зависимость локального дипольного момента от частоты (рис. 3г, д).

Фундамент «башни», т.е. область частот в окрестности частоты линейного размерного резонанса, расширяется по мере увеличения напряженности поля лазерной волны. Наибольшие изменения дисперсионной зависимости локального момента атома при изменении поля E_{0L}^y образуются у вер-

шины «башни», т.е. вблизи резонансной частоты ω_0 . Как видно из рис. 4, в окрестности резонанса изолированного атома при увеличении поля лазерной волны локальный дипольный момент достигает своего максимального значения при определенном значении E_{0L}^y , а затем стремительно уменьшается до нуля.

При эффекте «падающей башни» при определенном значении поля лазерной волны вершина «баш-

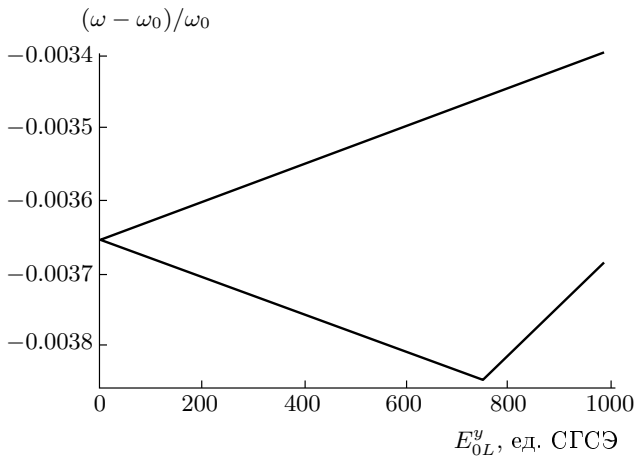


Рис. 6. Частоты нелинейных ближнепольных резонансов двух атомов натрия во внешнем поле излучения при $R = 1$ нм и поляризации внешней волны, направленной вдоль оси наноструктурного объекта

ни» падает до нулевого уровня при лазерной частоте, совпадающей с частотой перехода в спектре изолированного атома. Это означает, что локальный дипольный момент атома в наноструктурной двухатомной системе при соответствующих полях обращается в нуль. При этом инверсия атома также обращается в нуль. Обращение в нуль локального дипольного момента атома в системе взаимодействующих атомов означает, что атомы становятся невидимыми в данной наноструктурной системе. Они не дают сигнал дипольного излучения при соответствующих условиях облучения наноструктурной системы. Отметим при этом, что в резонансной спектроскопии изолированных атомов равное нулю значение инверсии соответствует максимальному значению локального дипольного момента изолированного атома [13]. Таким образом, в системе взаимодействующих атомов взаимодействие за счет ближнего поля приводит к образованию атомов-невидимок.

На рис. 5 представлены характерные зависимости инверсии атома натрия в двухатомном наноструктурном объекте вблизи резонансной частоты ω_0 при различных значениях поля E_{0L}^y . Как видно из рисунка, при определенных частотах и полях система из двух атомов ведет себя как мультистабильная система.

Определив частотную зависимость инверсии атома, можно вычислить частоту нелинейного ближнепольного резонанса с помощью уравнения (14a) для выбранного направления поляризации внешней вол-

ны. На рис. 6 представлен результат численного решения уравнения (14a) для некоторых значений напряженности поля E_{0L}^y , при которых инверсия является неоднозначной функцией поля.

Вычислив значения локальных дипольных моментов атомов в двухатомной системе, можно определить напряженности действующих полей в различных точках наблюдения внутри и вне наноструктурного объекта в ближней и волновой зонах. При этом в волновой зоне следует определить не только электрическое, но и магнитное поле. Для этого можно использовать формулы для напряженности магнитного поля точечного диполя [14]. Оптическое поле в волновой зоне, образованное двухатомной наноструктурной системой, удобно исследовать с помощью интерференционных картин, применяя голографическую схему записи на плоском экране [15]. При этом нелинейное взаимодействие атомов за счет ближнего поля в наноструктурной системе сильно зависит от параметров этого взаимодействия (межатомного расстояния, дипольного момента перехода, частоты перехода, ориентации объекта по отношению к вектору поляризации лазерной волны), что приводит к существенному изменению интерференционных картин.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в данной статье решена задача о взаимодействии двух одинаковых или разных двухуровневых атомов в поле непрерывного оптического излучения с учетом насыщения квантовых переходов. Насыщение квантовых переходов определяется инверсией атомов, зависящей от напряженности электрического поля и от частоты внешнего поля. Получено новое решение уравнений (2), (7) для полевых и атомных переменных. Решение этих уравнений представлено в виде выражений (8), (12), где индуцированные дипольные моменты атомов в двухатомной наноструктурной системе зависят от инверсии атомов. В качестве примера рассмотрен случай двух одинаковых неподвижных атомов при выполнении условий стационарности (10), (15). Показано, что при слабых полях в рассматриваемой системе образуются узкие линейные стационарные оптические размерные резонансы, частоты которых зависят от межатомного расстояния и от направления поляризации внешней волны по отношению к оси наноструктурного объекта. При сильных полях образуются широкие нелинейные резонансы, ширина которых равна разности частот линейных резонансов и частоте перехода изолированного атома. Предсказывается эффект «падающей башни»,

связанный с особым поведением локальных дипольных моментов атомов в наноструктурной системе. Этот эффект, в частности, предсказывает образование атомов-невидимок, когда при определенных полях инверсия атомов достигает нулевого значения, т. е. максимального насыщения квантовых переходов. Все эти свойства атомов в сильном оптическом поле являются следствием их самосогласованного взаимодействия при малых межатомных расстояниях, когда внутреннее поле может превышать внешнее.

Следует, однако, обратить внимание на ряд ограничений, применяемых при решении задачи, поставленной в данной статье. Взаимодействие атомов за счет ближнего поля рассматривается в дипольном приближении. Это означает, что используется определенное ограничение на выбор межатомного расстояния. В нашем рассмотрении предполагается, что расстояние между атомами все-таки достаточно велико, чтобы была возможность не учитывать перекрывание волновых функций и ввести понятие эффективной поляризуемости атомов, используя квантовые поляризуемости изолированных атомов. При решении задачи о взаимодействии атомов за счет ближнего поля в поле внешнего излучения используется двухуровневое приближение, при этом игнорируется, например, тонкая структура уровней. Такое приближение справедливо, если учесть, что при расстояниях между атомами порядка нанометра энергия диполь-дипольного взаимодействия атомов приблизительно в 10^4 раз больше энергии тонкого расщепления уровней взаимодействующих атомов. При решении поставленной задачи используется полуклассическое приближение, а роль спонтанного излучения фотонов пренебрегают. Однако в тех ситуациях, когда насыщение квантовых переходов максимально (инверсия стремится к нулю), роль спонтанного излучения фотонов в системе невзаимодействующих атомов становится также максимальной. Так, при учете интерференции в спонтанном излучении двух невзаимодействующих атомов натрия получим при $w = 0$ сигнал спонтанного излучения от двух атомов, равный приблизительно $4 \cdot 10^7$ фотонов/с. При $w \neq 0$ и учете межатомного взаимодействия индуцированные квантовые переходы с излучением и поглощением фотонов образуют сигнал дипольного излучения, значительно превосходящий по интенсивности сигнал спонтанного излучения, и в этих случаях полуклассический подход является адекватным. Особый случай $w = 0$ и $|\mathbf{X}|/|\mathbf{d}_0| = 0$ получен в рамках полуклассического приближения при доминирующей роли индуцированных перехо-

дов.

Полученное решение уравнений движения позволяет рассмотреть случай разных атомов в сильном оптическом поле, а также случай одинаковых или разных атомов при разных значениях инверсии атомов. Кроме того, представляет интерес рассмотрение взаимодействия атомов и наночастиц при больших межатомных расстояниях, когда один из атомов или одна из наночастиц возбуждается селективно внешним непрерывным или импульсным оптическим излучением. На основе представленного в данной статье теоретического подхода также может быть рассмотрена фундаментальная проблема взаимодействия атомов за счет ближнего поля при межатомных расстояниях, сравнимых с размерами атомов, когда перекрываются электронные облака валентных электронов. Решение этой проблемы связано, например, с определением предельной разрешающей способности оптических ближнепольных микроскопов.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. К. Секацкий, В. С. Летохов, Письма в ЖЭТФ **65**, 441 (1997).
2. О. Н. Гадомский, К. Ю. Моисеев, Опт. и спектр. **93**, 163 (2002).
3. А. С. Давыдов, *Квантовая механика*, Физматгиз, Москва (1968).
4. О. Н. Гадомский, Т. Т. Идиатуллоев, ЖЭТФ **119**, 1222 (2001).
5. О. Н. Гадомский, А. Г. Глухов, ЖЭТФ **127**, 259 (2005).
6. О. Н. Гадомский, А. Г. Глухов, Письма в ЖЭТФ **82**, 63 (2005).
7. О. Н. Гадомский, К. Ю. Моисеев, Опт. и спектр. **92**, 613 (2002).
8. V. V. Klimov and V. S. Letokhov, Phys. Rev. B **62**, 1639 (2000).
9. H. T. Dung and K. Ujihara, Phys. Rev. A **59**, 3 (1999).
10. Z.-F. Luo, Z.-Z. Xu et al., J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **26**, 1301 (1993).
11. R. H. Lehmberg, Phys. Rev. A **2**, 883 (1970).
12. V. Malyshev and P. Moreno, Phys. Rev. A **53**, 416 (1996).
13. Л. Аллен, Дж. Эберли, *Оптический резонанс и двухуровневые атомы*, Мир, Москва (1978).
14. М. Борн, Э. Вольф, *Основы оптики*, Наука, Москва (1973).
15. О. Н. Гадомский, А. С. Куницын, Опт. и спектр. **92**, 150 (2002).