

ОПТИЧЕСКИЕ РАЗМЕРНЫЕ РЕЗОНАНСЫ В НАНОСТРУКТУРАХ

О. Н. Гадомский, Т. Т. Идиатуллов*

*Ульяновский государственный университет
432700, Ульяновск, Россия*

Поступила в редакцию 10 ноября 2000 г.

Доказано существование оптических размерных резонансов в наноструктурных атомных системах. Свойства оптических размерных резонансов сильно зависят от межатомных расстояний и от поляризации внешнего поля излучения. На примере двухатомных наноструктурных объектов рассмотрены свойства линейных и нелинейных размерных резонансов. Линейные оптические размерные резонансы рассмотрены на основе замкнутой системы уравнений для дипольных осцилляторов и нелокальных полевых уравнений, учитывающих диполь-дипольное взаимодействие атомов в поле излучения. С помощью стационарного решения этих уравнений показано, что два изотропных атома с определенными собственными частотами в поле излучения образуют анизотропную систему, имеющую два или четыре размерных резонанса в зависимости от того, являются ли атомы объекта одинаковыми или разными. При этом наноструктурный объект, состоящий из двух разных атомов, обладает двумя линейными размерными резонансами с положительной дисперсией и двумя — с отрицательной дисперсией. Частоты размерных резонансов существенно отличаются от собственных частот изолированных атомов наноструктурного объекта и при изменении угла падения внешней волны можно, как показано в данной статье, возбуждать различные размерные резонансы. В данной статье теоретически и с помощью численных экспериментов исследованы свойства нелинейных оптических размерных резонансов, возбуждаемых интенсивным полем излучения, на основе модифицированных уравнений Блоха и нелокальных полевых уравнений. Получены дисперсионные зависимости нелинейных резонансов и исследованы свойства инверсии атомов объекта при различных поляризациях внешней оптической волны.

PACS: 36.40.-c, 61.46.+w

1. ВВЕДЕНИЕ

Оптические свойства наноструктурных объектов, получаемых с помощью современных технологий, таких как агрегаты [1, 2], димеры [3, 4] на чистых поверхностях твердых тел, сверхтонкие пленки [5, 6], квантовые нити [7] и квантовые точки [8], атом-зонд вблизи поверхности [9, 10], кластеры [11–13] и т. д. могут быть положены в основу разработки уникальных оптических методов исследования и создания на их основе уникальных оптических приборов. Данная статья посвящена теоретическому исследованию двухатомных наноструктур с помощью оптического излучения. Примером такой наноструктуры может быть димер на поверхности твердого тела [4]. С нашей точки зрения, полное

представление об оптических свойствах таких наноструктур в значительной степени определяет оптические свойства и более сложных наноструктурных объектов.

В работах [14, 15] был теоретически предсказан эффект ближнего поля, в котором диэлектрики рассмотрены как дискретно-непрерывная оптическая среда в отличие от традиционной концепции о непрерывном диэлектрике [10, 16]. В работах [14, 15], а также в последующих работах [5, 6, 17] показано, что структурный фактор, связанный с дискретным распределением атомов вблизи точки наблюдения, значительно влияет на отражательную и пропускательную способность поверхности, на показатель преломления приповерхностного слоя, на оптические свойства сверхтонких пленок, на время жизни возбужденного атома вблизи поверхности. В работе [18] эффект ближнего поля был положен в основу за-

*E-mail: qed_group@mail.ru

писи квантовой информации на отдельных атомах двухатомного квантового компьютера с помощью интенсивного квазирезонансного излучения при изменении угла падения внешней волны. Считывание квантовой информации может быть проведено с помощью пробного излучения на основе полученного в [19] решения системы уравнений для дипольных осцилляторов. В данной статье будет показано, что внутреннее взаимодействие атомов в поле излучения может заметно изменять спектральные свойства наноструктур при воздействии слабых и мощных оптических полей, а также, что два одинаковых или различных атома, имеющих изолированные резонансы, в поле оптического излучения приобретают так называемые размерные резонансы, частоты которых сильно зависят от межатомного расстояния и ориентации оси наноструктурного объекта относительно направления распространения внешней волны.

2. ЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ РАЗМЕРНЫЕ РЕЗОНАНСЫ В ДВУХАТОМНЫХ НАНОСТРУКТУРАХ

Пусть начало системы координат помещено в месте расположения атома 1 малого объекта. Тогда радиусы-векторы $\mathbf{r}_1(0, 0, 0)$ и $\mathbf{r}_2(0, R, 0)$ определяют местоположение атомов малого объекта, линейные размеры которого будем считать значительно меньшими длины волны внешнего излучения, т. е. $k_0 R \ll 1$, где $k_0 = \omega/c$, ω — частота внешнего излучения, c — скорость света в вакууме.

Будем полагать, что местоположение атомов объекта является фиксированным, например, на подложке, при этом влияние подложки уже учтено в соответствующих значениях собственных частот атомов и ширине их энергетических уровней.

Напряженность электрического поля световой волны в любой точке наблюдения \mathbf{r} в момент времени t определим с помощью следующего уравнения:

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

где $\mathbf{E}_I(\mathbf{r}, t)$ — напряженность электрического поля внешней волны, $R_j = |\mathbf{r} - \mathbf{r}_j|$, \mathbf{p}_j — индуцированный дипольный момент j -го атома.

Представим дипольные моменты атомов следующим образом:

$$\mathbf{p}_j = e(\mathbf{u}_j - i\mathbf{v}_j) \exp(-i\omega t) + \text{c.c.}, \quad (2)$$

где e — заряд электрона, $\mathbf{u}_j, \mathbf{v}_j$ — некоторые векторные функции времени, смысл которых будет по-

яснен ниже, $j = 1, 2$. Уравнения движения для дипольных моментов (2) имеют вид

$$\begin{aligned} \ddot{\mathbf{p}}_1 + \omega_{01}^2 \mathbf{p}_1 + \gamma_{01} \dot{\mathbf{p}}_1 + \gamma_{02} \mathbf{p}_2 &= \frac{e^2}{m} \mathbf{E}(\mathbf{r}_1, t), \\ \ddot{\mathbf{p}}_2 + \omega_{02}^2 \mathbf{p}_2 + \gamma_{02} \dot{\mathbf{p}}_2 + \gamma_{01} \mathbf{p}_1 &= \frac{e^2}{m} \mathbf{E}(\mathbf{r}_2, t), \end{aligned} \quad (3)$$

где ω_{01}, ω_{02} — собственные частоты атомов 1 и 2, m — масса электрона, $\mathbf{E}(\mathbf{r}_j, t)$ — напряженность поля в месте расположения j -го атома, $\gamma_{0j} = 2e^2\omega_{0j}^2/3mc^3$. Члены, пропорциональные $\dot{\mathbf{p}}_j$, в (3) учитывают торможение излучением в двухатомной системе [20].

Пусть поле $\mathbf{E}(\mathbf{r}_j, t)$ в (3) имеет вид

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}_j, t) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}_j, t) \exp(-i\omega t) + \text{c.c.} \quad (4)$$

Предположим также, что функции $\mathbf{u}_j, \mathbf{v}_j$ медленно изменяются со временем, т. е.

$$|\dot{\mathbf{u}}_j| \ll \omega |\mathbf{u}_j|, \quad |\dot{\mathbf{v}}_j| \ll \omega |\mathbf{v}_j|. \quad (5)$$

Подставим (2) в уравнения (3). Условия (5) позволяют отбросить члены пропорциональные $\ddot{\mathbf{u}}_j$ и $\ddot{\mathbf{v}}_j$. Введем следующие обозначения:

$$\mathbf{u}_1 - i\dot{\mathbf{v}}_1 = \mathbf{X}_1, \quad \mathbf{u}_2 - i\dot{\mathbf{v}}_2 = \mathbf{X}_2.$$

Тогда, отбрасывая множитель $\exp(-i\omega t)$, получим из (3) следующие уравнения:

$$\begin{aligned} 2\dot{\mathbf{X}}_1(-i\omega + \gamma_{01}) + \mathbf{X}_1(-\omega^2 + \omega_{01}^2 - i\omega\gamma_{01}) + \\ + \gamma_{02} [\dot{\mathbf{X}}_2] - \gamma_{02} i\omega [\mathbf{X}_2] &= \frac{e}{m} \mathbf{E}(\mathbf{r}_1, t), \\ 2\dot{\mathbf{X}}_2(-i\omega + \gamma_{02}) + \mathbf{X}_2(-\omega^2 + \omega_{02}^2 - i\omega\gamma_{02}) + \\ + \gamma_{01} [\dot{\mathbf{X}}_1] - \gamma_{01} i\omega [\mathbf{X}_1] &= \frac{e}{m} \mathbf{E}(\mathbf{r}_2, t), \end{aligned} \quad (6)$$

где символ $[\dots]$ указывает на то, что соответствующая величина определена в момент времени $t - R/c$. Подставляя в эти уравнения значения полей $\mathbf{E}_0(\mathbf{r}_1, t), \mathbf{E}_0(\mathbf{r}_2, t)$, зависящие от дипольных моментов атомов 1 и 2 объекта, получим самосогласованную систему уравнений для вычисления неизвестных функций $\mathbf{X}_1, \mathbf{X}_2$ в произвольные моменты времени при возбуждении малого объекта импульсными или непрерывными полями.

2.1. Стационарный режим возбуждения малого объекта

При непрерывном облучении атомов малого объекта будем полагать, что

$$\dot{\mathbf{X}}_1 = \dot{\mathbf{X}}_2 = 0 \quad (7)$$

и величины $\mathbf{E}_0(\mathbf{r}_1, t)$, $\mathbf{E}_0(\mathbf{r}_2, t)$ от времени не зависят. Тогда из (6) получим следующие уравнения:

$$\begin{aligned} \mathbf{X}_1(-\omega^2 + \omega_{01}^2 - i\omega\gamma_{01}) - \\ - \gamma_{02}i\omega\mathbf{X}_2 \exp(ik_0R) &= \frac{e}{m}\mathbf{E}(\mathbf{r}_1), \\ \mathbf{X}_2(-\omega^2 + \omega_{02}^2 - i\omega\gamma_{02}) - \\ - \gamma_{01}i\omega\mathbf{X}_1 \exp(ik_0R) &= \frac{e}{m}\mathbf{E}(\mathbf{r}_2), \end{aligned} \quad (8)$$

где в соответствии с уравнением (1) имеем

$$\begin{aligned} E_0^y(1) &= E_{0I}^y + 2GeX_2^y \exp(ik_0R), \\ E_0^\beta(1) &= E_{0I}^\beta - FeX_2^\beta \exp(ik_0R), \\ E_0^y(2) &= E_{0I}^y \exp(i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{R}) + 2GeX_1^y \exp(ik_0R), \\ E_0^\beta(2) &= E_{0I}^\beta \exp(i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{R}) - FeX_1^\beta \exp(ik_0R). \end{aligned} \quad (9)$$

При этом $\beta = x, z$, $E_0^y(j) = E_0^y(\mathbf{r}_j)$, $\gamma = x, y, z$, а величины

$$G = \frac{1}{R^3} - i\frac{k_0}{R^2}, \quad F = G - \frac{k_0^2}{R} \quad (10)$$

определяют вклад кулоновского и запаздывающих поляризующих полей в уравнениях (8).

Решение уравнений (8) с учетом (9), (10) удобно проводить отдельно для y - и β -составляющих дипольных моментов. Учитывая, что $p_{0j}^y = eX_j^y$, получим следующие формулы:

$$\begin{aligned} p_{01}^y &= \alpha_{eff}^y(1)E_{0I}^y, & p_{02}^y &= \alpha_{eff}^y(2)E_{0I}^y, \\ p_{01}^\beta &= \alpha_{eff}^\beta(1)E_{0I}^\beta, & p_{02}^\beta &= \alpha_{eff}^\beta(2)E_{0I}^\beta, \end{aligned} \quad (11)$$

где эффективные поляризуемости атомов 1 и 2 двух-атомного объекта, учитывающие взаимное влияние атомов друг на друга, в поле излучения имеют вид

$$\begin{aligned} \alpha_{eff}^y(1) &= \alpha_1 \frac{1 + \alpha_2 \left(2G + \frac{2i}{3}k_0k_{02}^2 \right) \exp(i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{R}) \exp(ik_0R)}{1 - \alpha_1\alpha_2 \left(2G + \frac{2i}{3}k_0k_{01}^2 \right) \left(2G + \frac{2i}{3}k_0k_{02}^2 \right) \exp(2ik_0R)}, \\ \alpha_{eff}^y(2) &= \alpha_2 \frac{\exp(i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{R}) + \alpha_1 \left(2G + \frac{2i}{3}k_0k_{01}^2 \right) \exp(ik_0R)}{1 - \alpha_1\alpha_2 \left(2G + \frac{2i}{3}k_0k_{02}^2 \right) \left(2G + \frac{2i}{3}k_0k_{01}^2 \right) \exp(2ik_0R)}, \\ \alpha_{eff}^\beta(1) &= \alpha_1 \frac{1 - \alpha_2 \left(F - \frac{2i}{3}k_0k_{02}^2 \right) \exp(i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{R}) \exp(ik_0R)}{1 - \alpha_1\alpha_2 \left(F - \frac{2i}{3}k_0k_{01}^2 \right) \left(F - \frac{2i}{3}k_0k_{02}^2 \right) \exp(2ik_0R)}, \\ \alpha_{eff}^\beta(2) &= \alpha_2 \frac{\exp(i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{R}) - \alpha_1 \left(F - \frac{2i}{3}k_0k_{01}^2 \right) \exp(ik_0R)}{1 - \alpha_1\alpha_2 \left(F - \frac{2i}{3}k_0k_{01}^2 \right) \left(F - \frac{2i}{3}k_0k_{02}^2 \right) \exp(2ik_0R)}, \end{aligned} \quad (12)$$

здесь $k_{01} = \omega_{01}/c$, $k_{02} = \omega_{02}/c$, α_1 и α_2 — изотропные поляризуемости атомов 1 и 2 без учета взаимного влияния атомов друг на друга, имеющие вид

$$\alpha_j = \frac{e^2}{m} \frac{1}{\omega_{0j}^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_{0j}} \quad (13)$$

для изолированных резонансов ω_{01} и ω_{02} .

Предположим, что два различных атома имеют изолированные резонансы с волновыми числами $k_{01} = 89000 \text{ см}^{-1}$ и $k_{02} = 92000 \text{ см}^{-1}$. Тогда, как показывает численный анализ формул (12), размерные резонансы при межатомном расстоянии $R = 1 \text{ нм}$ соответствуют волновым чис-

лам $k'_{01} = 86988.152 \text{ см}^{-1}$, $k'_{02} = 93904.548 \text{ см}^{-1}$, $k'_{03} = 88324.489 \text{ см}^{-1}$, $k'_{04} = 92648.712 \text{ см}^{-1}$. Ширина на половине высоты размерных резонансов, соответственно, $\Delta k'_{01} = 0.00281 \text{ см}^{-1}$, $\Delta k'_{02} = 0.00007 \text{ см}^{-1}$, $\Delta k'_{03} = 0.00045 \text{ см}^{-1}$, $\Delta k'_{04} = 0.00273 \text{ см}^{-1}$. При этом значения y - и β -составляющих эффективных поляризуемостей атомов 1 и 2 наноструктурного объекта отличаются друг от друга, что указывает на наличие индуцированной анизотропии наноструктурного объекта. Более того, размерные резонансы k'_{02} и k'_{03} обладают отрицательной дисперсией, остальные размерные резонансы — положительной дисперсией.

Для двух одинаковых атомов, когда $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$ и $\omega_{01} = \omega_{02} = \omega_0$, из решения (12) получим следующие формулы:

$$\alpha_{eff}^y = \frac{\alpha}{1 - \alpha \left(2G + \frac{2i}{3} k_0 k_{01}^2 \right) \exp(ik_0 R)},$$

$$\alpha_{eff}^\beta = \frac{\alpha}{1 + \alpha \left(F + \frac{2i}{3} k_0 k_{01}^2 \right) \exp(ik_0 R)}, \quad (14)$$

где положено, что $\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{R} = 0$, т. е. направление падения внешней волны нормально по отношению к оси объекта. Численный анализ показывает, что эффективные поляризуемости атомов 1 и 2 наноструктурных объектов практически не изменяются при различных углах между векторами \mathbf{k}_0 и \mathbf{R} для различных частот внешнего поля. Согласованное взаимодействие атомов наноструктурного объекта приводит к возникновению двух размерных резонансов с положительной дисперсией и волновыми числами 85775 см^{-1} и 95569 см^{-1} при $k_{01} = \omega/c = 89000 \text{ см}^{-1}$.

2.2. Оптическое поле вне малого объекта

Вычислим поле в точках наблюдения r в волновой зоне, в которой $k_0 |\mathbf{r} - \mathbf{r}_1| \gg 1$, $k_0 |\mathbf{r} - \mathbf{r}_2| \gg 1$. В этих точках наблюдения в уравнении (1) основную роль играют члены, пропорциональные $1/R_j$. Тогда напряженности электрического и магнитного полей в точке наблюдения \mathbf{r} примут вид [16]

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\frac{\mathbf{n}_1 \times [\mathbf{n}_1 \times \mathbf{p}_1]}{c^2 R_1} - \frac{\mathbf{n}_2 \times [\mathbf{n}_2 \times \mathbf{p}_2]}{c^2 R_2},$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mathbf{p}_1 \times \mathbf{n}_1}{c^2 R_1} + \frac{\mathbf{p}_2 \times \mathbf{n}_2}{c^2 R_2}. \quad (15)$$

Индукцированные дипольные моменты атомов 1 и 2 малого объекта определены в формулах (15) в моменты времени $t - R_1/c$ и $t - R_2/c$, поэтому получим следующие выражения:

$$p_j^\gamma = -\omega^2 p_{0j}^y \exp(ik_0 R_j) \exp(-i\omega t) + \text{с.с.}, \quad (16)$$

где индекс γ соответствует x -, y - или z -компонентам индуцированного дипольного момента j -го атома, $R_j = |\mathbf{r} - \mathbf{r}_j|$. Интенсивность поля в точках наблюдения \mathbf{r} можно определить, подставляя (15) в закон сохранения энергии, определяемый с помощью вектора Пойнтинга и единичного вектора — нормали к поверхности сферы радиусом R_1 . В волновой зоне, однако, величины E и H приблизительно одинаковы и поэтому интенсивность дипольного излучения

двухатомного объекта определим с помощью следующей формулы:

$$dI = \frac{\omega^4 e^2}{4\pi c^3} |\mathbf{X}_1 \exp(-ik_0 R_1) + \mathbf{X}_2 \exp(-ik_0 R_2)|^2 \sin^2 \theta_0 d\Omega_0, \quad (17)$$

где θ_0 — угол между векторами \mathbf{X}_1 и \mathbf{R}_1 , $d\Omega_0$ — элемент телесного угла в направлении вектора \mathbf{R}_1 , векторы \mathbf{X}_1 и \mathbf{X}_2 определены с помощью эффективных поляризуемостей.

Численное исследование формулы (17) показывает, что направление максимального дипольного излучения определяется законом $\sin^2 \theta_0$ при различных значениях амплитуды внешнего поля, распространяющегося вдоль оси z . На частоте собственного резонанса, когда \mathbf{k}_0 имеет компоненты $(0, 0, 89000 \text{ см}^{-1})$ и $\mathbf{E}_{0I} = (1/\sqrt{2}, 1/\sqrt{2}, 0)$ ед. СГСЭ, интенсивность I_{max} при $\theta_0 = \pi/2$ равна $1.64 \cdot 10^{-13}$ эрг/с. На частоте размерного резонанса, когда k_0 имеет компоненты $(0, 0, 93904 \text{ см}^{-1})$, и для прежнего значения E_{0I} имеем при $\theta_0 = \pi/2$ значение $I_{max} = 1.62$ эрг/с. При другом размерном резонансе, когда k_0 имеет компоненты $(0, 0, 88324 \text{ см}^{-1})$, получаем $I_{max} = 0.28$ эрг/с.

Таким образом, изменив частоту внешнего поля для совпадения ее с частотой одного из размерных резонансов наноструктурного объекта, мы достигаем увеличения интенсивности дипольного излучения приблизительно в 10^{12} раз.

3. НЕЛИНЕЙНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ДВУХАТОМНЫМ НАНОСТРУКТУРНЫМ ОБЪЕКТОМ

Рассмотрим теперь свойства наноструктурного объекта, состоящего из двух различных атомов, в поле интенсивной волны. Оператор Гамильтона этой системы имеет вид

$$H = \frac{1}{2} \hbar \omega_{01} \hat{I} + \frac{1}{2} \hbar \omega_{02} \hat{I} + \frac{1}{2} \hbar \omega_{01} \sigma_{31} + \frac{1}{2} \hbar \omega_{02} \sigma_{32} - \mathbf{d}'_{01} \cdot \mathbf{E}'_1 \sigma_{11} + \mathbf{d}''_{01} \cdot \mathbf{E}_1 \sigma_{21} - \mathbf{d}'_{02} \cdot \mathbf{E}'_2 \sigma_{12} + \mathbf{d}''_{02} \cdot \mathbf{E}_2 \sigma_{22}, \quad (18)$$

где \hat{I} — единичный оператор, ω_{01} , ω_{02} — частоты переходов соответственно атомов 1 и 2, операторы дипольного момента атомов

$$\mathbf{d}_1 = \mathbf{d}'_{0j} \sigma_{11} - \mathbf{d}''_{01} \sigma_{21}, \quad \mathbf{d}_2 = \mathbf{d}'_{0j} \sigma_{12} - \mathbf{d}''_{02} \sigma_{22} \quad (19)$$

определяются с помощью действительных, \mathbf{d}'_{01} , \mathbf{d}'_{02} , и мнимых, \mathbf{d}''_{01} , \mathbf{d}''_{02} , частей дипольных моментов перехода атомов 1 и 2, $\sigma_{\alpha j}$ — операторы эффективного спина j -го атома ($j = 1, 2$; $\alpha = 1, 2, 3$). При этом

$$\begin{aligned} [\sigma_{1j}, \sigma_{2k}] &= 2i\sigma_{3j}\delta_{jk}, & [\sigma_{2j}, \sigma_{3k}] &= 2i\sigma_{1j}\delta_{jk}, \\ [\sigma_{3j}, \sigma_{1k}] &= 2i\sigma_{2j}\delta_{jk}, \end{aligned} \quad (20)$$

δ_{jk} — символ Кронекера. Напряженности электрического поля E_1 и E_2 в месте расположения атомов 1 и 2 объекта подчиняются уравнению (1), где индуцированные дипольные моменты атомов \mathbf{p}_1 и \mathbf{p}_2 нелинейным образом зависят от этих полей. Расположение атомов в объекте такое же, как в разд. 2 этой статьи, поэтому компоненты полей \mathbf{E}_1 и \mathbf{E}_2 имеют вид (9) с соответствующими заменами eX_j^α на P_j^γ , где

$$\mathbf{P}_j = \mathbf{d}'_{0j}\langle\sigma_{1j}\rangle - \mathbf{d}''_{0j}\langle\sigma_{2j}\rangle, \quad (21)$$

$\langle\sigma_{\alpha j}\rangle$ — средние значения операторов $\sigma_{\alpha j}$. Опуская символ $\langle\dots\rangle$, получим следующие уравнения движения с помощью перестановочных соотношений (20):

$$\begin{aligned} \dot{\sigma}_{1j} &= -\omega_{0j}\sigma_{2j} + \frac{2}{\hbar}\mathbf{d}''_{0j} \cdot \mathbf{E}_j\sigma_{3j}, \\ \dot{\sigma}_{2j} &= \omega_{0j}\sigma_{1j} + \frac{2}{\hbar}\mathbf{d}'_{0j} \cdot \mathbf{E}_j\sigma_{3j}, \\ \dot{\sigma}_{3j} &= -\frac{2}{\hbar}\mathbf{d}''_{0j} \cdot \mathbf{E}_j\sigma_{1j} - \frac{2}{\hbar}\mathbf{d}'_{0j} \cdot \mathbf{E}_j\sigma_{2j}, \end{aligned} \quad (22)$$

где

$$\mathbf{E}_j = (\mathbf{e}' - i\mathbf{e}'')(E'_{0j} - iE''_{0j})\exp(-i\omega t) + \text{c.c.} \quad (23)$$

с комплексным вектором поляризации $\mathbf{e}' - i\mathbf{e}''$ поля на атомах объекта и комплексными амплитудами $E'_{0j} - iE''_{0j}$, ω — частота внешнего поля. Введем следующие обозначения:

$$\begin{aligned} \chi_{1j} &= a_{1j}\cos\omega t - a_{2j}\sin\omega t, \\ \chi_{2j} &= a_{3j}\cos\omega t - a_{4j}\sin\omega t, \end{aligned} \quad (24)$$

где

$$\begin{aligned} a_{1j} &= \frac{2}{\hbar}\{\mathbf{d}'_{0j} \cdot \mathbf{e}'E'_{0j} - \mathbf{d}'_{0j} \cdot \mathbf{e}''E''_{0j}\}, \\ a_{2j} &= \frac{2}{\hbar}\{\mathbf{d}'_{0j} \cdot \mathbf{e}'E''_{0j} + \mathbf{d}'_{0j} \cdot \mathbf{e}''E'_{0j}\}, \\ a_{3j} &= \frac{2}{\hbar}\{\mathbf{d}''_{0j} \cdot \mathbf{e}'E'_{0j} - \mathbf{d}''_{0j} \cdot \mathbf{e}''E''_{0j}\}, \\ a_{4j} &= \frac{2}{\hbar}\{\mathbf{d}''_{0j} \cdot \mathbf{e}'E''_{0j} + \mathbf{d}''_{0j} \cdot \mathbf{e}''E'_{0j}\}. \end{aligned} \quad (25)$$

Введем следующее преобразование:

$$\begin{aligned} \sigma_{1j} &= u_j\cos\omega t - v_j\sin\omega t, \\ \sigma_{2j} &= u_j\sin\omega t + v_j\cos\omega t, & \sigma_{3j} &= w_j. \end{aligned} \quad (26)$$

Тогда из уравнений (22) с учетом (24), (25) и условий

$$a_{3j} = -a_{2j}, \quad a_{4j} = a_{1j} \quad (27)$$

получим следующие уравнения:

$$\begin{aligned} \dot{u}_j &= v_j(-\omega_{0j} + \omega) - a_{2j}w_j, \\ \dot{v}_j &= u_j(\omega_{0j} - \omega) + a_{1j}w_j, \\ \dot{w}_j &= a_{2j}u_j - a_{1j}v_j. \end{aligned} \quad (28)$$

Условия (27) означают, что при $(\mathbf{e}')^2 + (\mathbf{e}'')^2 = 1$ имеем

$$\mathbf{d}''_{0j} \cdot \mathbf{e}'' = \mathbf{d}'_{0j} \cdot \mathbf{e}', \quad \mathbf{d}'_{0j} \cdot \mathbf{e}'' = \mathbf{d}''_{0j} \cdot \mathbf{e}' = 0, \quad (29)$$

т.е. индуцированные дипольные моменты наноструктурного объекта параллельны комплексному вектору поляризации поля внутри объекта.

Уравнения (28) следует в общем случае дополнить релаксационными членами, вводя характерные времена фазовой T'_{2j} и энергетической T''_{1j} релаксации j -х атомов наноструктурного объекта. Тогда получим следующие уравнения:

$$\begin{aligned} \dot{u}_j &= -\Delta_j v_j - a_{2j}w_j - \frac{u_j}{T'_{2j}}, \\ \dot{v}_j &= \Delta_j u_j + a_{1j}w_j - \frac{v_j}{T''_{1j}}, \\ \dot{w}_j &= a_{2j}u_j - a_{1j}v_j - \frac{w_j - w_{0j}}{T_{1j}}, \end{aligned} \quad (30)$$

где $\Delta_j = \omega_{0j} - \omega$ — отстройка от резонанса j -го атома, w_{0j} — начальное значение инверсии j -го атома.

Выделим в величинах a_{1j} и a_{2j} , входящих в уравнения (30), (28), переменные u_j и v_j , с учетом уравнения (1). Для поля в месте расположения 1-го атома имеем

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_1 &= \mathbf{y}_0 (E_I^y(1) + 2G \exp(ik_0 R) \exp(-i\omega t) p_{02}^y) + \\ &+ \mathbf{x}_0 (E_I^x(1) - F \exp(ik_0 R) \exp(-i\omega t) p_{02}^x) + \\ &+ \mathbf{z}_0 (E_I^z(1) - F \exp(ik_0 R) \exp(-i\omega t) p_{02}^z) + \text{c.c.}, \end{aligned} \quad (31)$$

где \mathbf{x}_0 , \mathbf{y}_0 , \mathbf{z}_0 — орты координатных осей,

$$\mathbf{p}_{02} = \frac{1}{2}(u_2 - iv_2)(\mathbf{d}'_{02} - i\mathbf{d}''_{02}), \quad (32)$$

$$\mathbf{E}_I(1) = (\mathbf{e}'_I - i\mathbf{e}''_I)E_{0I}(1)\exp(-i\omega t).$$

Комплексный вектор поляризации $\mathbf{e}'_I - i\mathbf{e}''_I$ внешней волны в нашем рассмотрении может в общем случае не совпадать с вектором поляризации $\mathbf{e}' - i\mathbf{e}''$ поля внутри наноструктурного объекта. Аналогичное выражение получим для поля E_2 в месте распо-

ложения атома 2 объекта при замене $\mathbf{E}_I(1) \rightarrow \mathbf{E}_I(2)$, $\mathbf{p}_{02} \rightarrow \mathbf{p}_{01}$, а именно:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_2 = & \mathbf{y}_0 (E_{0I} \exp(i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{R}) \exp(-i\omega t)(e'_{Iy} - ie''_{Iy}) + \\ & + 2G \exp(ik_0 R) \exp(-i\omega t)p''_{01}) + \\ & + \mathbf{x}_0 (E_{0I} \exp(i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{R}) \exp(-i\omega t)(e'_{Ix} - ie''_{Ix}) - \\ & - F \exp(ik_0 R) \exp(-i\omega t)p''_{01}) + \\ & + \mathbf{z}_0 (E_{0I} \exp(i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{R}) \exp(-i\omega t)(e'_{Iz} - ie''_{Iz}) - \\ & - F \exp(ik_0 R) \exp(-i\omega t)p''_{01}) + \text{с.с.}, \quad (33) \end{aligned}$$

где E_{0I} — вещественная амплитуда внешней волны, \mathbf{k}_0 — ее волновой вектор, равный по модулю $k_0 = \omega/c$. Выражения (31) и (33) справедливы для двухатомных систем, размеры которых малы либо сравнимы с длиной волны внешнего излучения. Преобразуем выражения (33), (31) следующим образом. Выделим отрицательно-частотную часть, пропорциональную $\exp(-i\omega t)$. Умножим обе части этих выражений на $(\mathbf{e}' + i\mathbf{e}'')$ скалярно. Учтем, что в наноструктуре $\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{R} = 0$, $k_0 R \rightarrow 0$ и пренебрежем запаздывающим взаимодействием атомов. Тогда в выражениях (33), (31) $F = G = 1/R^3$. В результате получим следующие равенства:

$$E'_{0j} = AE_{0I} + Bu_j, \quad E''_{0j} = CE_{0I} + Bv_j, \quad (34)$$

определяющие величины a_{1j} и a_{2j} . Здесь при $k \neq j$ имеем

$$\begin{aligned} A = & \mathbf{e}' \cdot \mathbf{e}'_I + \mathbf{e}'' \cdot \mathbf{e}''_I, \quad C = \mathbf{e}' \cdot \mathbf{e}''_I - \mathbf{e}'' \cdot \mathbf{e}'_I, \\ B = & d_{0k} G \left\{ [(e'_y)^2 + (e''_y)^2] - \frac{1}{2} [(e'_x)^2 + (e''_x)^2] - \right. \\ & \left. - \frac{1}{2} [(e'_z)^2 + (e''_z)^2] \right\}, \quad (35) \end{aligned}$$

где d_{0k} — модуль дипольного момента перехода k -го атома.

Следовательно, зависимость от поля в уравнениях движения (30), (28) будет определяться следующими величинами:

$$\begin{aligned} a_{1j} = & \frac{2}{\hbar} \mathbf{d}'_{0j} \cdot \mathbf{e}' (AE_{0I} + Bu_k), \\ a_{2j} = & \frac{2}{\hbar} \mathbf{d}'_{0j} \cdot \mathbf{e}' (CE_{0I} + Bv_k), \quad (36) \end{aligned}$$

которые сильно зависят от межатомного расстояния и ориентации дипольных моментов по отношению к вектору поляризации внешней волны. Уравнения (34), (30) образуют замкнутую систему уравнений для полевых и атомных переменных двухатомного наноструктурного объекта. Ниже мы получим некоторые частные решения этих уравнений.

3.1. Стационарное решение

Рассмотрим стационарное решение уравнений (34), (30) при выполнении условий $\dot{u}_j = \dot{v}_j = \dot{w}_j = 0$. В этом случае получим из (34) с учетом (36) систему нелинейных алгебраических уравнений. При этом величины u_j и v_j найдем с помощью следующих равенств:

$$\begin{aligned} u_j = & - \frac{\Delta_j a_{1j} T'_{2j}{}^2 + a_{2j} T'_{2j}}{D_j} w_{0j}, \\ v_j = & \frac{a_{1j} T'_{2j} - \Delta_j a_{2j} T'_{2j}{}^2}{D_j} w_{0j}, \\ D_j = & 1 + \Delta_j^2 T'_{2j}{}^2 + (a_{1j}^2 + a_{2j}^2) T_{1j} T'_{2j}. \quad (37) \end{aligned}$$

Подставляя в эти равенства выражения (36), получим замкнутую систему уравнений для неизвестных величин u_1 , v_1 и u_2 , v_2 , которую решим численным образом при различных параметрах B и C , определенных направлением поляризации поля внутри наноструктурного объекта. Далее с помощью найденных величин u_j , v_j определим инверсии w_1 и w_2 атомов по формуле

$$w_j = \frac{1 + \Delta_j^2 T'_{2j}{}^2}{D_j} w_{0j}.$$

С помощью выражений (37) в случае слабых полей, действующих на атомы 1 и 2 наноструктурного объекта, когда $(a_{1j}^2 + a_{2j}^2) T_{1j} T'_{2j} \ll 1$, можно перейти к решению (12).

3.2. Нестационарное решение при $T_{1j} \rightarrow \infty$, $T'_{2j} \rightarrow \infty$

Решим уравнения (28) (индекс j опустим), полагая, что длительность светового импульса $\tau \ll T_1, T'_2$, т.е. можно не принимать во внимание релаксационные процессы. Более того, предположим пока, что в течение интервала τ величины a_1 и a_2 от времени не зависят.

Запишем уравнения (28) в матричном виде, а именно:

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix} = \hat{M} \begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix}, \quad (38)$$

где матрица \hat{M} имеет следующий вид:

$$\hat{M} = \begin{pmatrix} 0 & -\Delta & -a_2 \\ \Delta & 0 & a_1 \\ a_2 & -a_1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (39)$$

Решение уравнения (38) получим с помощью преобразования

$$\begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix} = \exp(\hat{M}t) \begin{pmatrix} u_0 \\ v_0 \\ w_0 \end{pmatrix}, \quad (40)$$

где u_0, v_0, w_0 — начальные значения соответственно величин u, v и w .

С помощью корней λ_i характеристического уравнения $|\lambda \hat{I} - \hat{M}| = 0$ представим оператор $\exp(\hat{M}t)$ следующим образом [21]:

$$\exp(\hat{M}t) = \sum_j \prod_{i \neq j} \frac{\hat{M} - \lambda_j \hat{I}}{\lambda_i - \lambda_j} \exp(\lambda_i t). \quad (41)$$

Корни характеристического уравнения равны

$$\lambda_1 = 0, \quad \lambda_{2,3} = \pm i \sqrt{\Delta^2 + a_1^2 + a_2^2} \equiv \pm i \Omega, \quad (42)$$

поэтому вместо (41) имеем

$$\exp(\hat{M}t) = \hat{M}^2 \frac{1}{\Omega^2} (1 - \cos \Omega t) + \hat{M} \frac{1}{\Omega} \sin \Omega t + \hat{I}, \quad (43)$$

где в соответствии с (39)

$$\hat{M}^2 = \begin{pmatrix} -\Delta^2 - a_2^2 & a_1 a_2 & -\Delta a_1 \\ a_1 a_2 & -\Delta^2 - a_1^2 & -\Delta a_2 \\ -\Delta a_1 & -\Delta a_2 & -a_1^2 - a_2^2 \end{pmatrix}. \quad (44)$$

Рассмотрим поведение инверсии атома-наблюдателя с помощью решения (43). Подставляя в (43) матрицы (44) и (39), получим для инверсии двухуровневого атома в поле одиночного прямоугольного импульса следующее выражение:

$$w = \frac{1}{\Omega^2} (1 - \cos \Omega t) [-\Delta a_1 u_0 - \Delta a_2 v_0 - (a_1^2 + a_2^2) w_0] + \frac{1}{\Omega} \sin \Omega t (a_2 u_0 - a_1 v_0) + w_0. \quad (45)$$

При $a_2 = 0$, т. е. при вещественной амплитуде и поляризации поля, действующего на атом, выражение (45) совпадает с соответствующим выражением для инверсии, следующим из решения Раби [22].

Решение модифицированных оптических уравнений Блоха (38) для моментов времени $t > \tau$, т. е. после выключения импульсного излучения, легко можно найти, если положить в матрицах (39) и (44) величины a_1 и a_2 равными нулю.

Рассмотрим еще одно свойство решения (40). Если световой импульс, действующий на двухуровневый атом, не является прямоугольным, то интервал

τ может быть разделен на отдельные малые интервалы, в пределах которых величины E'_0, E''_0 , а также величины a_1 и a_2 являются постоянными. Тогда решение уравнения (38) может быть представлено следующим образом:

$$\begin{pmatrix} u(t) \\ v(t) \\ w(t) \end{pmatrix} = \exp\left(\int_{-\infty}^t \hat{M}(t') dt'\right) \begin{pmatrix} u_0 \\ v_0 \\ w_0 \end{pmatrix}. \quad (46)$$

Определим также площадь светового импульса в модифицированных уравнениях Блоха с помощью величин a_1 и a_2 , характеризующих поляризационные и амплитудные свойства импульсного облучения. С помощью (42) при $\Delta = 0$ можно определить площадь импульса следующим образом:

$$\Theta(t) = \int_{-\infty}^t \sqrt{a_1^2(t') + a_2^2(t')} dt'. \quad (47)$$

Взаимное влияние атомов наноструктурного объекта друг на друга в поле интенсивного импульсного излучения определим с помощью решения (40) для переменных u_1, v_1 и u_2, v_2 в различные моменты времени с помощью выражения (36).

4. НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ РАЗМЕРНЫЕ РЕЗОНАНСЫ В НАНОСТРУКТУРНОМ ОБЪЕКТЕ, СОСТАВЛЕННОМ ИЗ ДВУХ ОДИНАКОВЫХ АТОМОВ

Исследуем численно стационарное решение (37) для двух одинаковых атомов с собственными частотами $\omega_{01} = \omega_{02}$ путем сравнения спектральных свойств этой системы со спектральными свойствами изолированных атомов в поле интенсивного излучения.

На рисунке 1 представлены характерные зависимости величин u_1, v_1, w_1 , например, для первого атома, не взаимодействующего со вторым атомом и возбужденного полем только внешней волны. Дипольный момент перехода атома d_{01} определим с помощью формулы для силы осциллятора f_{01} [23], соответствующего частоте ω_{01} или волновому числу $k_{01} = \omega_{01}/c = 89000 \text{ см}^{-1}$. При этом время энергетической релаксации T_{11} равно времени жизни возбужденного состояния атома 1, а время фазовой релаксации T'_{21} равно T_{11} . Амплитуда поля E_{0I} подбирается таким образом, чтобы величина $(2d_{01}/\hbar)^2 T_{11} T'_{21}$ была сравнима с единицей. При увеличении поля

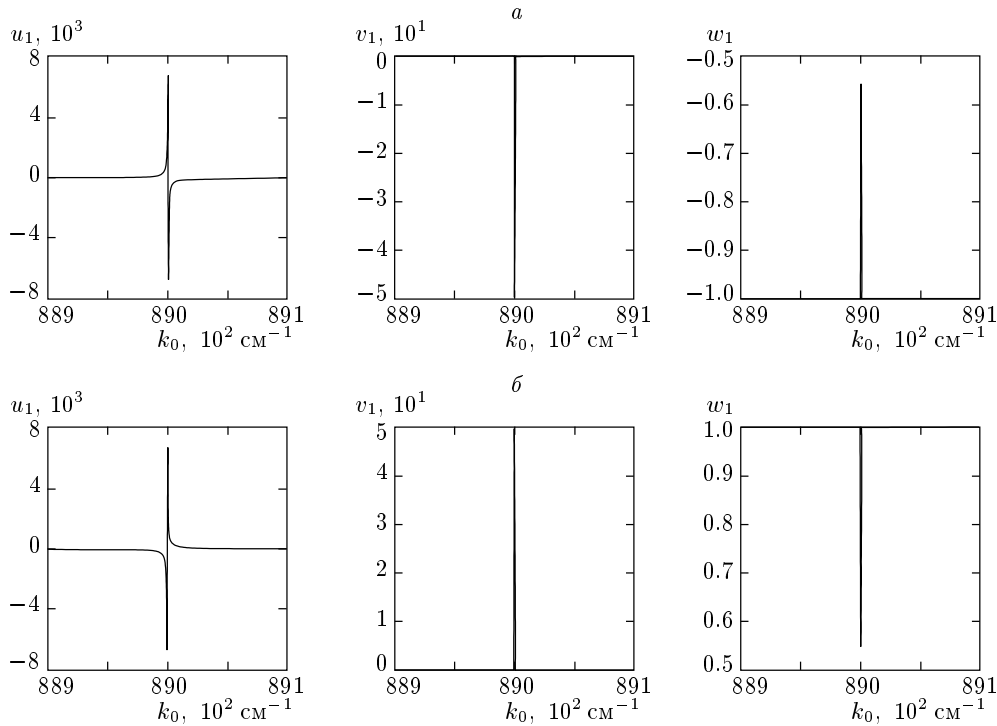


Рис. 1. Нелинейный резонанс в изолированном атоме 1: *a* — частотные зависимости величин u_1 , v_1 , w_1 при начальном значении инверсии $w_{01} = -1$ (атом в основном состоянии), *б* — соответствующие зависимости при $w_{01} = 1$ (атом в возбужденном состоянии). Численные значения остальных величин: $k_{01} = 89000 \text{ см}^{-1}$, $d_{01} = 7 \cdot 10^{-18}$ ед. СГСЭ, $T_{11} = T'_{21} = 2.24 \cdot 10^{-8}$ с, $E_{0I} = 3.32 \cdot 10^{-3}$ ед. СГСЭ, $k_0 = \omega/c$, $f_{01} = 1$. Внешняя волна линейно поляризована и ее вектор поляризации \mathbf{e}'_I совпадает по направлению с вектором $\mathbf{d}_{01} = \mathbf{d}'_{01}$. При этом $d''_{01} = 0$

E_{0I} значения u_1 , v_1 , w_1 в максимумах, а также ширина резонанса существенно увеличиваются. В зависимости от выбора начального значения инверсии w_{01} имеем либо положительную (рис. 1*a*), либо отрицательную (рис. 1*б*) дисперсию.

На рисунке 2 представлены результаты другого численного эксперимента, в котором исследуются оптические свойства двухатомной наноструктуры при межатомном расстоянии $R = 1$ нм в поле интенсивного излучения при учете взаимного влияния атомов 1 и 2 друг на друга. Поведение атомов в объекте определяется функциями (37) в сочетании с равенствами (36), которые зависят от ориентации диполей в поле излучения. Предположим, что векторы поляризации внешней волны и поля внутри наноструктурного объекта совпадают и параллельны индуцированным дипольным моментам атомов объекта. В этом случае, согласно формулам (35), для линейно поляризованных волн имеем $A = 1$, $C = 0$, $B = d_0G$, когда $\mathbf{e}'_{0I} \parallel \mathbf{R}$ и $B = -d_0G/2$, когда вектор \mathbf{e}_{0I} направлен вдоль оси x . Как видно на рис. 2, вместо одного резонанса k_{01} , соответствующего изо-

лированным атомам, в двухатомном наноструктурном объекте, составленном из одинаковых атомов, имеем два нелинейных размерных резонанса при $k_1 = 92160 \text{ см}^{-1}$ и $k_2 = 87500 \text{ см}^{-1}$, соответствующих двум направлениям поляризации внешней волны: $\mathbf{e}'_{0I} \parallel \mathbf{R}$ и $\mathbf{e}'_{0I} \perp \mathbf{R}$.

Свойства нелинейных размерных резонансов отличаются от свойств линейных размерных резонансов, соответствующих решению (14). 1) Расположение нелинейных размерных резонансов сильно зависит от амплитуды внешнего поля. Изменение амплитуды E_{0I} в диапазоне от 3.4 до 0.034 ед. СГСЭ приводит к смещению нелинейного резонанса при $\mathbf{e}'_{0I} \parallel \mathbf{R}$ (рис. 2*a*) от $k_1 = 90590 \text{ см}^{-1}$ до $k_2 = 92160 \text{ см}^{-1}$. Аналогичная ситуация имеет место и для другого размерного резонанса, соответствующего поляризации $\mathbf{e}'_{0I} \perp \mathbf{R}$ (рис. 2*б*). 2) Ширина нелинейных размерных резонансов значительно больше ширины линейных размерных резонансов приблизительно в 10^3 раз и зависит от амплитуды поля E_{0I} . 3) Ширина и расположение размерных резонансов сильно зависят от силы осциллятора перехода. Так, уменьшение

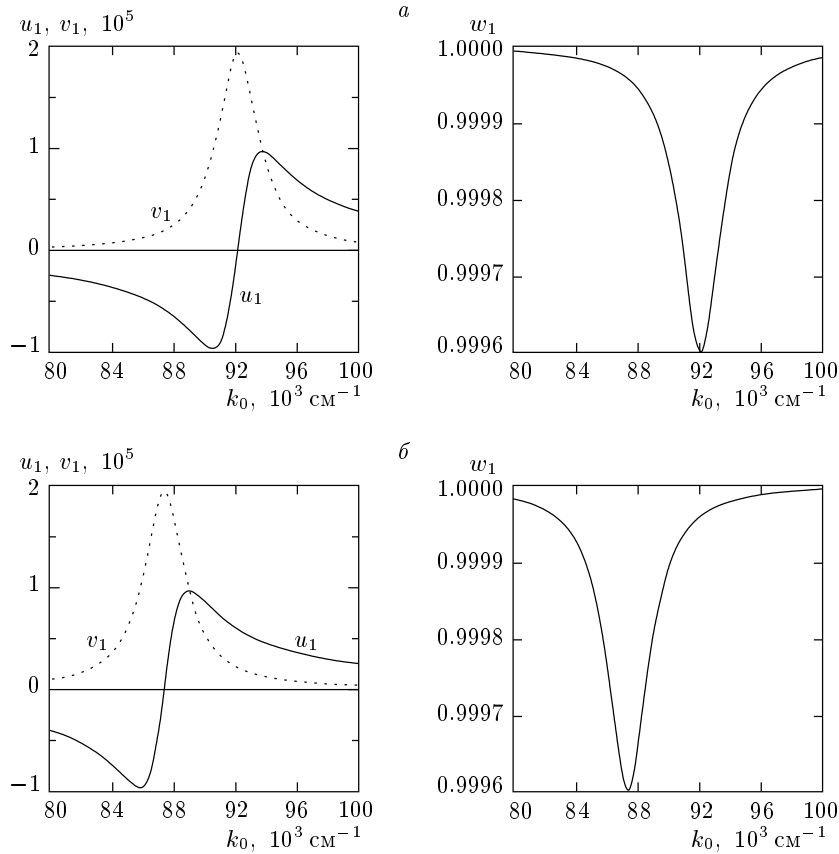


Рис. 2. Нелинейные размерные оптические резонансы в двухатомном наноструктурном объекте, состоящем из двух одинаковых атомов при различных поляризациях внешнего излучения. Кривые *a* соответствуют величинам u_1, v_1, w_1 атома 1 при линейной поляризации внешнего поля, когда вектор e'_{0I} направлен вдоль оси объекта, кривые *б* соответствуют этим же величинам при $e'_{0I} \perp \mathbf{R}$. Численные значения параметров: $d_{01} = d_{02} = d_0 = 7 \cdot 10^{-18}$ ед. СГСЭ, $T_{11} = T_{12} = 2.24 \cdot 10^{-8}$ с, $E_{0I} = 3.4 \cdot 10^{-3}$ ед. СГСЭ, силы осцилляторов $f_{01} = f_{02} = f_0 = 1$, $T'_{21} = T'_{22} = 2.1 \cdot 10^{-14}$ с, $C = 0$, $A = 1$, $w_{01} = w_{02} = 1$, $B = d_0 G$ для кривых *a* и $B = -(1/2)d_0 G$ для кривых *б*

силы осциллятора f_0 в десять раз приводит к сужению нелинейного резонанса также приблизительно в десять раз, и максимум нелинейного резонанса соответствует волновому числу $k_1 = 89160 \text{ см}^{-1}$ вместо $k_1 = 90590 \text{ см}^{-1}$ при $f_0 = 1$ и $E_{0I} = 3.4$ ед. СГСЭ. 4) Уменьшение силы осциллятора и амплитуды внешнего поля приводят к дисперсионным зависимостям для u_j и v_j , характерным для изолированного резонанса при $k_{01} = 89000 \text{ см}^{-1}$ невзаимодействующих атомов. 5) Дисперсионные зависимости u_1, v_1 и u_2, v_2 первого и второго атомов наноструктурного объекта отличаются друг от друга, если их начальные инверсии различны. На рисунке 3 показаны эти зависимости при определенных условиях численного эксперимента. Нелинейные размерные резонансы в этом случае находятся вблизи собственного резонанса при $k_{01} = 89000 \text{ см}^{-1}$. 6) Минимумы инверсии

соответствуют размерным резонансам, располагающимся слева и справа от собственного резонанса, соответствующего $k_{01} = 89000 \text{ см}^{-1}$ в зависимости от поляризации и амплитуды внешней волны.

5. НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ РАЗМЕРНЫЕ РЕЗОНАНСЫ В НАНОСТРУКТУРНОМ ОБЪЕКТЕ, СОСТОЯЩЕМ ИЗ ДВУХ РАЗЛИЧНЫХ АТОМОВ

Предположим, что атомы 1 и 2 наноструктурного объекта имеют изолированные резонансы с волновыми числами $k_{01} = 89000 \text{ см}^{-1}$ и $k_{02} = 92000 \text{ см}^{-1}$. В разделе 2 были исследованы свойства линейных оптических резонансов в двухатомном объекте в поле малоинтенсивного излучения. Рассмотрим свой-

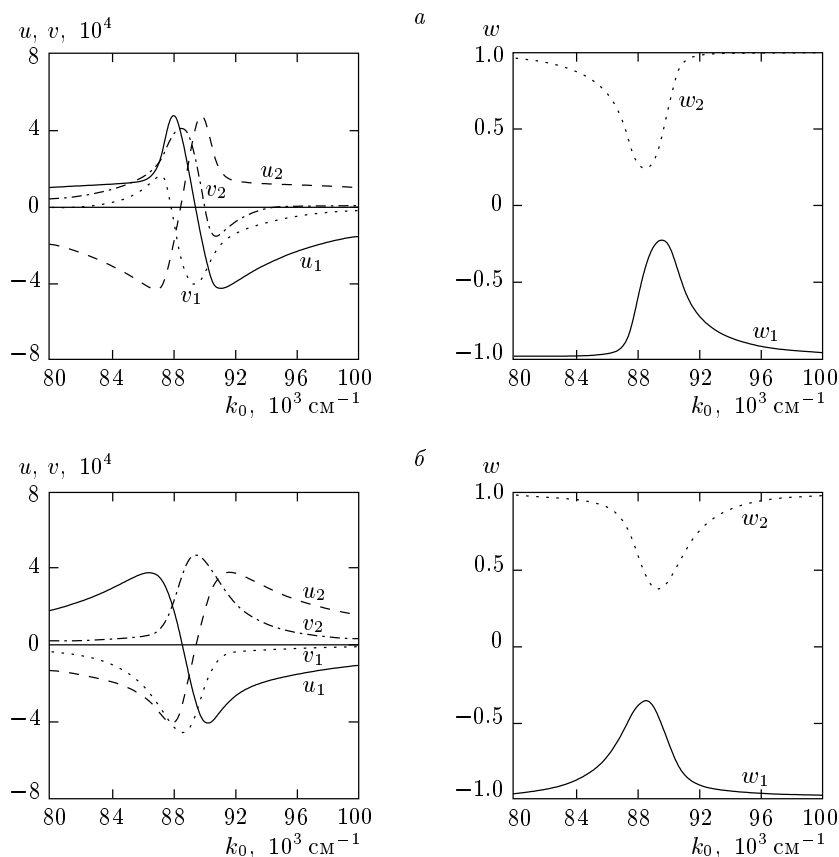


Рис. 3. Нелинейные размерные оптические резонансы в двухатомном наноструктурном объекте, состоящем из двух одинаковых атомов при различных поляризациях внешнего излучения и различных значениях начальной инверсии первого и второго атомов. Случай *a* соответствует поляризации $\mathbf{e}'_{0I} \parallel \mathbf{R}$, а случай *б* — поляризации $\mathbf{e}'_{0I} \perp \mathbf{R}$, когда линейно поляризованная волна имеет вектор поляризации \mathbf{e}'_{0I} , направленный вдоль оси x . При этом $f_0 = 1$, $E_{0I} = 3.4 \cdot 10^{-3}$ ед. СГСЭ, $w_{01} = -1$, $w_{02} = 1$

ства этого же объекта в поле стационарного излучения с учетом изменения инверсии атомов с помощью решения (37). На рисунках 4 и 5 представлены результаты численных экспериментов при различных поляризациях внешнего поля и начальной инверсии атомов. Как видно на рис. 4, при поляризации $\mathbf{e}_{0I} \parallel \mathbf{R}$, когда линейно поляризованная внешняя волна имеет волновой вектор $\mathbf{k}_{0I} \perp \mathbf{R}$ и действительный вектор \mathbf{e}'_{0I} направлен вдоль оси наноструктурного объекта размером 1 нм, возникают два явно выраженных максимума в значениях величин v_1 и v_2 при волновых числах 87500 и 93000 см^{-1} . При другой поляризации, см. рис. 4, возникают максимумы в значениях v_1 и v_2 соответственно при 88500 и 92500 см^{-1} . Таким образом, в поле интенсивного излучения в двухуровневом наноструктурном объекте, составленном из двух различных атомов, возникают, как и в линейном случае, четыре размерных

резонанса, форма которых и местоположение на оси волновых чисел сильно зависят от амплитуды внешнего поля. Инверсии первого и второго атомов существенно отличаются друг от друга при одинаковых частотах внешнего поля. Как следует из данных, приведенных на рис. 5, спектральные свойства наноструктурного объекта сильно зависят от выбора начальных значений инверсии первого и второго атомов.

6. ВЫВОДЫ

Итак, в данной статье доказано существование в атомных наноструктурах оптических размерных резонансов, частоты которых существенно отличаются от собственных частот в спектре изолированных атомов. Доказательство проведено на примере двухатомных наноструктурных объектов. В качестве таких объектов использовались димеры на поверхно-

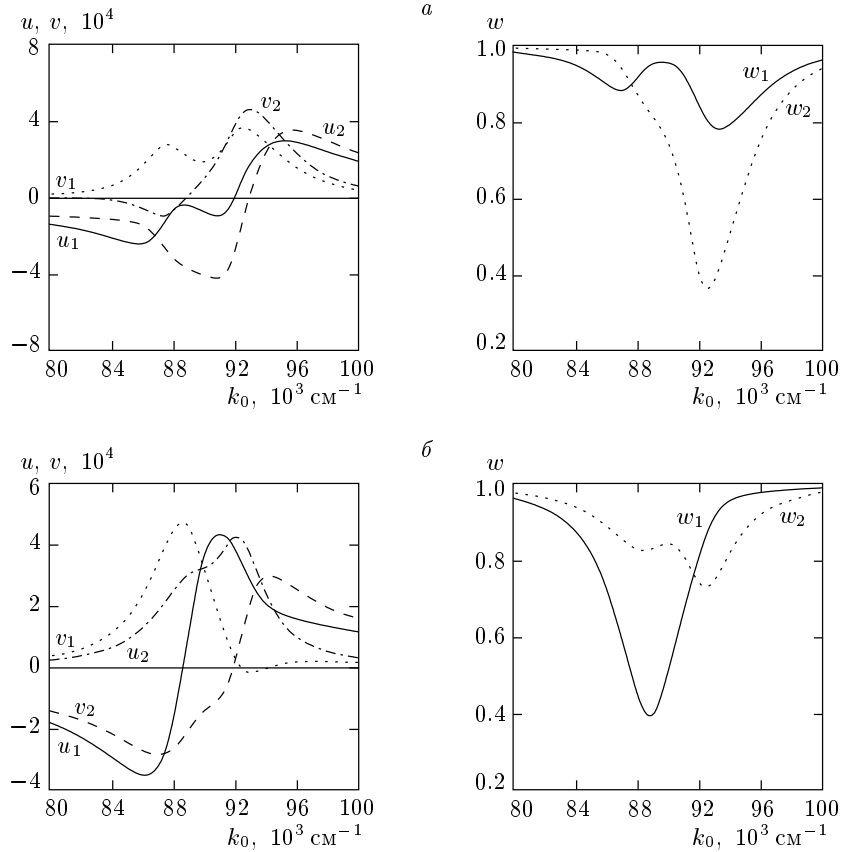


Рис. 4. Нелинейные размерные оптические резонансы в двухатомном наноструктурном объекте, состоящем из двух различных атомов, при двух различных направлениях поляризации внешнего поля по отношению к оси объекта и фиксированной амплитуде внешнего поля: *a* — поляризация $e'_{0I} \parallel \mathbf{R}$, *б* — поляризация $e'_{0I} \parallel x$. Численные значения параметров: $f_{01} = f_{02} = 1$, $d_{01} = 7.06 \cdot 10^{-18}$, $d_{02} = 6.95 \cdot 10^{-18}$ ед. СГСЭ, $T_{11} = T_{12} = 2.24 \cdot 10^{-8}$ с, $E_{0I} = 3.4 \cdot 10^{-3}$ ед. СГСЭ, $T'_{21} = T'_{22} = 2.1 \cdot 10^{-14}$ с, $C = 0$, $A = 1$, $w_{01} = w_{02} = 1$, $B_1 = 7.07 \cdot 10^3$, $B_2 = 6.09 \cdot 10^3$ (случай *a*) и $B_1 = -3.54 \cdot 10^3$, $B_2 = -3.47 \cdot 10^3$ (случай *б*)

сти твердых тел, когда значения собственных частот атомов и поляризуемостей определяются взаимодействием атомов с поверхностью, а их расположение относительно кристаллографических осей поверхности является фиксированным. В этом случае представляется возможность исследования димеров с помощью внешнего оптического поля излучения с различными направлениями поляризации так, как это делается, например, в экспериментах [4] в димерах мышьяка на чистой поверхности GaAs. Нами уже проведены численные расчеты, показывающие наличие оптических размерных резонансов в *N*-атомных наноструктурных системах, таких как линейные цепочки атомов и фуллерены.

Линейные оптические размерные резонансы обладают высокой селективностью. Их ширина определяется временем радиационного затухания ди-

польных осцилляторов. Нелинейные оптические размерные резонансы имеют значительно большую ширину, что обусловлено резонансной передачей возбуждения от одного атома к другому на малых расстояниях.

Природа оптических размерных резонансов определяется электрическим диполь-дипольным взаимодействием атомов в поле излучения. При этом мы разделяем статическую и динамическую части взаимодействия атомов в наноструктуре. Статическая часть, не зависящая от поля излучения, приводит к изменению собственных частот атомов и определяет время фазовой релаксации атомов T'_{21} и T'_{22} . Динамическая часть межатомного взаимодействия зависит от поля излучения и на малых расстояниях существенно изменяет оптический спектр наноструктуры, который не содержит собственных резо-

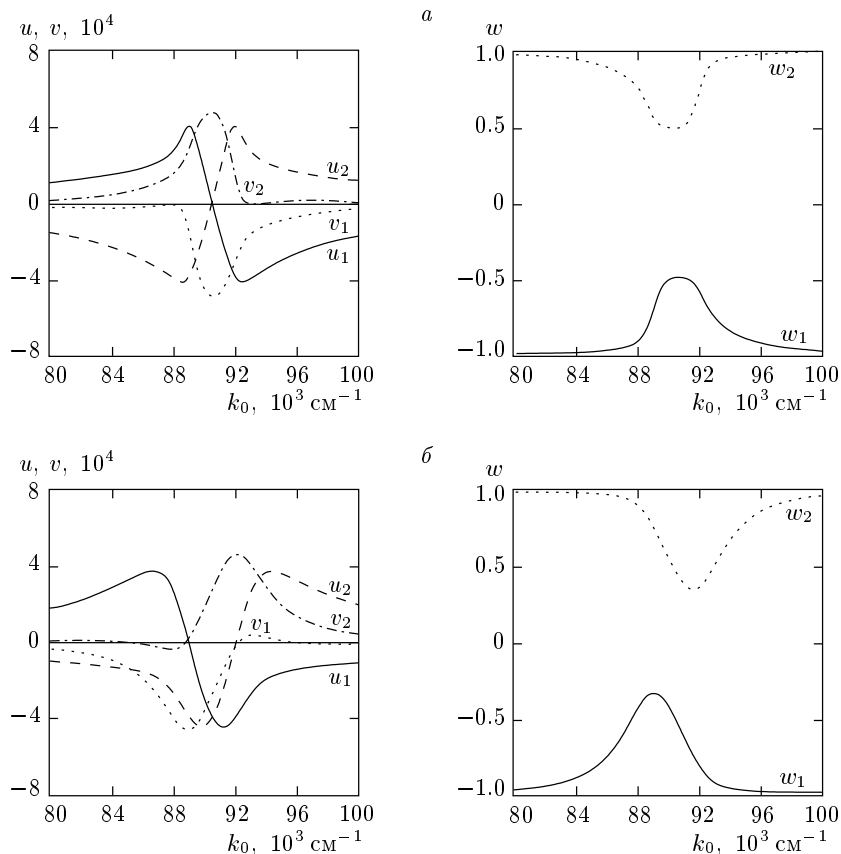


Рис. 5. Нелинейные оптические размерные резонансы в наноструктурном объекте, состоящем из двух различных атомов, при различных значениях начальной инверсии атомов 1 и 2. Случай *a* — поляризация $e'_{0I} \parallel \mathbf{R}$, случай *b* — поляризация $e'_{0I} \parallel x$. Численные значения параметров те же что и на рис. 4, но при этом $w_{01} = -1$, $w_{02} = 1$

нансов, а содержит только размерные резонансы.

Число различных резонансов в наноструктуре связано с числом атомов в ней и с тем, являются ли эти атомы одинаковыми или разными. В двухатомной наноструктуре возникают два размерных резонанса вместо одного собственного резонанса, если атомы являются одинаковыми. В случае различных атомов в двухатомном наноструктурном объекте возникают четыре размерных резонанса вместо двух собственных резонансов.

Переменное поле наноструктурного объекта в волновой зоне сильно зависит от частоты внешнего поля. При совпадении его частоты с частотой одного из размерных резонансов интенсивность поля в волновой зоне возрастает приблизительно в 10^{12} раз по сравнению с интенсивностью поля наноструктуры на частотах собственных резонансов.

Возбуждение различных размерных резонансов наноструктурного объекта происходит при изменении поляризации внешнего поля. Это означает, что

при изменении угла падения внешней волны на наноструктурный объект, можно исследовать различные оптические размерные резонансы.

Свойства размерных резонансов сильно зависят от межатомного расстояния в наноструктуре, от напряженности электрического поля внешней волны, от выбора начальных условий.

Таким образом, наличие размерных резонансов в наноструктурах, с нашей точки зрения, открывает большие возможности в исследовании этих объектов в помощью оптического излучения, что может привести к разработке уникальных оптических методов исследования (например, метод оптической голографии наноструктур) и уникальных оптических приборов (например, наноструктурный поляризатор света).

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования РФ и Российского фонда фундаментальных исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. F. C. Spano and J. Knoester, *Adv. Magn. Opt.* **18**, 117 (1994).
2. V. Malyshev and P. Moreno, *Phys. Rev. A* **53**, 416 (1996).
3. Т. Зегерс-Эйскенс, П. Эйскенс, Г. Денисов, *Молекулярные взаимодействия*, Мир, Москва (1984).
4. V. L. Berkovits and D. Paget, *Surf. Science* **441**, 26 (1999).
5. О. Н. Гадомский, С. В. Сухов, *КЭ* **25**, 529 (1998).
6. K. V. Krutitsky and S. V. Suhov, *J. Phys. B* **30**, 5341 (1997).
7. L. T. Canham, *Appl. Phys. Lett.* **57**, 1046 (1990).
8. А. Н. Ораевский, М. Скалли, В. Л. Величанский, *КЭ* **25**, 211 (1998).
9. С. К. Секацкий, В. С. Летохов, *Письма в ЖЭТФ* **65**, 441 (1997).
10. О. Н. Гадомский, *УФН* **170**, № 11 (2000).
11. W. A. de Heer, *Rev. Mod. Phys.* **65**, 612 (1993).
12. M. Brack, *Rev. Mod. Phys.* **65**, 677 (1993).
13. Г. В. Шпатковская, *ЖЭТФ* **118**, 87 (2000).
14. О. Н. Гадомский, К. В. Крутицкий, *ЖЭТФ* **106**, 936 (1994).
15. O. N. Gadosky and K. V. Krutitsky, *J. Opt. Soc. Amer. B* **13**, 1679 (1996).
16. М. Борн, Э. Вольф, *Основы оптики*, Наука, Москва (1973).
17. О. Н. Гадомский, С. В. Сухов, *Опт. и спектр.* **89**, 287 (2000).
18. О. Н. Гадомский, Ю. Ю. Воронов, *Письма в ЖЭТФ* **69**, 750 (1999).
19. О. Н. Гадомский, Ю. Ю. Воронов, *Журн. прикл. спектр.* **66**, 765 (1999).
20. В. М. Файн, Я. И. Ханин, *Квантовая радиофизика*, Советское радио, Москва (1965).
21. Ф. Р. Гантмахер, *Теория матриц*, Наука, Москва (1967).
22. Л. Аллен, Дж. Эберли, *Оптический резонанс и двухуровневые атомы*, Мир, Москва (1978).
23. А. С. Давыдов, *Квантовая механика*, Физматгиз, Москва (1963).