

Релаксация возбужденных состояний атома вблизи наночастицы

Г. Н. Николаев¹⁾

Институт автоматики и электрометрии СО РАН,

Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 1 июня 2012 г.

После переработки 21 февраля 2013 г.

Предложено описание релаксации возбужденного состояния атома вблизи наночастицы с учетом вращательных степеней свободы атома. Проведено его сравнение с результатами широко используемых обобщенной (“векторной”) двухуровневой модели атома и модели классического осциллятора. Установлено, что динамика девозбуждения реальных атомов (за исключением атомов с угловыми моментами $J_m = 1$ и $J_n = 0$ верхнего и нижнего уровней) существенно отличается от предсказаний указанных моделей.

DOI: 10.7868/S0370274X13070023

Введение. Давно известно, что радиационные процессы вблизи материальных тел могут существенно отличаться от случая свободного пространства [1]. Это связано с изменением структуры и характера собственных мод электромагнитного поля в данных условиях. К настоящему времени выполнено много работ, как экспериментальных, так и теоретических, в которых исследовалась релаксация возбужденных состояний атомов и молекул вблизи материальных тел конкретной конфигурации. При этом особый интерес представляют нанотела. Однако вплоть до настоящего времени теоретические расчеты релаксации атома (молекулы) вблизи наночастицы основывались на моделях либо классического осциллирующего диполя [2–13], либо обобщенной (“векторной”) двухуровневой системы, в которой матричные элементы декартовых компонент оператора дипольного момента связываются с направлением поляризации действующего на атом поля возбуждения так же, как и компоненты классического осциллирующего диполя [14–17] (см. также обзор [18] и книги [19–21], в которых представлена обширная библиография, включая более ранние работы).

Цель настоящей статьи – расчет скорости релаксации возбужденных состояний атома вблизи наночастицы при точном квантово-механическом учете его вращательных степеней свободы (вырождения атомных энергетических уровней по проекциям углового момента). В предлагаемом подходе не делается никаких дополнительных предположений о специфической связи матричных элементов декартовых ком-

понент оператора дипольного момента с направлением поляризации действующего на атом поля возбуждения, характерных для “векторной” двухуровневой модели. Полученные результаты использованы для определения условий применимости двух указанных широко используемых моделей атома к рассматриваемой проблеме.

Безрадиационная скорость релаксации возбужденного уровня. Полная скорость релаксации возбужденного атома связана как с излучением фотона, так и с безызлучательной передачей энергии наночастице за счет джоулевых потерь в ней. Мощность, передаваемая атомом, находящимся в ближней зоне от сферической наночастицы радиуса a , представляется в виде [22]

$$Q^{(c)} = 2\omega \operatorname{Im} \left[\sum_{\alpha, \beta} G_{\alpha\beta}^{(c)}(\mathbf{R}; \omega) \langle \hat{d}_{\alpha}^{(-)}(t) \hat{d}_{\beta}^{(+)}(t) \rangle \right], \quad (1)$$

где ω – частота возбуждающего света, $\hat{d}_{\beta}^{(+)}(t)$ и $\hat{d}_{\alpha}^{(-)}(t)$ – положительно- и отрицательно-частотные декартовы компоненты оператора атомного дипольного момента $\hat{\mathbf{d}}$, символами \dots и $\langle \dots \rangle$ обозначены операции нормального упорядочения и квантового усреднения соответственно, $G_{\alpha\beta}^{(c)}(\mathbf{R}; \omega) \equiv G_{\alpha\beta}^{(c)}(\mathbf{R}, \mathbf{R}; \omega)$, $G_{\alpha\beta}^{(c)}(\mathbf{r}, \mathbf{R}; \omega)$ – часть тензорной функции Грина (отклика) поля, ответственная за безызлучательную передачу энергии наночастице, радиусы-векторы \mathbf{R} и \mathbf{r} , проведенные из центра частицы, описывают положение атомного диполя и точки наблюдения индуцированного им поля.

¹⁾e-mail: nikolaev@iae.nsk.su

Для двухуровневого вырожденного атома циклические компоненты оператора \hat{d}_σ ($\sigma \equiv 0, \pm 1$; $\hat{d}_0 = \hat{d}_z$, $\hat{d}_\pm = \mp(\hat{d}_x \pm i\hat{d}_y)/\sqrt{2}$) удобно выразить через единичные неприводимые тензорные операторы (НТО) $\hat{T}_Q^K(J_m J_n)$ [23]:

$$\hat{d}_\sigma^{(+)}(t) = \frac{d_{nm}}{\sqrt{3}} \hat{T}_\sigma^1(J_m J_n) \exp(-i\omega_{mn}t), \quad (2)$$

где ω_{mn} – резонансная частота атома, d_{mn} – приведенный матричный элемент оператора дипольного момента атомного перехода с верхнего уровня m на нижний уровень n , J_m, J_n – угловые моменты соответствующих уровней.

Представим также оператор матрицы плотности верхнего состояния $\hat{\rho}(J_m)$ в виде разложения по полному набору неприводимых тензорных операторов $\hat{T}_q^\kappa(J_m J_m)$:

$$\hat{\rho}(J_m) = \sum_{\kappa q} \rho^{\kappa q}(J_m) \hat{T}_q^\kappa(J_m J_m). \quad (3)$$

С использованием разложений (3), (2) и свойств НТО правая часть выражения (1) представляется через неприводимые относительно вращений мультиполи $\rho^{\kappa q}(J_m)$ матрицы плотности и безразмерные неприводимые сферические тензоры (НСТ) безрадиационной релаксации $\gamma_q^{(c)\kappa}$ возбужденного уровня:

$$Q^{(c)} = \hbar\omega A_{mn} \sqrt{2J_m + 1} \sum_{\kappa, q} \gamma_q^{(c)\kappa} \rho^{\kappa q}(J_m); \quad (4)$$

$$A_{mn} = \frac{4}{3} k_0^3 \frac{|d_{mn}|^2}{\hbar(2J_m + 1)}, \quad (5)$$

$$\gamma_q^{(c)\kappa} \equiv \frac{3}{2} \sqrt{2J_m + 1} (-1)^{J_m + J_n} \begin{Bmatrix} 1 & 1 & \kappa \\ J_m & J_m & J_n \end{Bmatrix} \times \\ \times k_0^{-3} \{ \text{Im} [G^{(c)}(\mathbf{R}; \omega)] \}_q^\kappa, \quad (6)$$

где A_{mn} – первый коэффициент Эйнштейна, $k_0 \equiv \omega/c$, $\begin{Bmatrix} 1 & 1 & \kappa \\ J_m & J_m & J_n \end{Bmatrix}$ – 6- j -символ, а $\{ \text{Im} [G^{(c)}(\mathbf{R}; \omega)] \}_q^\kappa$ – компоненты НСТ мнимой части доли полевой восприимчивости $[G^{(c)}(\mathbf{R}; \omega)]_q^\kappa$ ранга κ , ответственной за безрадиационную передачу энергии от атома к наночастице. При этом НСТ полевой восприимчивости $[G(\mathbf{R}; \omega)]_q^\kappa$ выражается через циклические компоненты тензора $G_{\sigma\sigma_1}(\mathbf{R}; \omega)$:

$$G_q^\kappa(\mathbf{R}; \omega) \equiv \sum_{\sigma, \sigma_1=0, \pm 1} \langle 1\sigma 1\sigma_1 | \kappa q \rangle G_{\sigma\sigma_1}(\mathbf{R}; \omega), \quad (7)$$

где $\langle 1\sigma 1\sigma_1 | \kappa q \rangle$ – коэффициент Клебша–Гордана.

В отсутствие внешнего магнитного поля тензор полевой восприимчивости $G_{\alpha\beta}(\mathbf{R}; \omega)$ симметричен относительно перестановки декартовых индексов (см., например, [24]). В результате ранг κ НСТ $G_q^\kappa(\mathbf{R}; \omega)$, а значит, и $\gamma_q^{(c)\kappa}$ имеют только четные значения, 0 и 2 (см., например, [25]).

Отметим, что специфические особенности оптического перехода атома проявляются лишь в $\gamma_q^{(c)\kappa}$ с $\kappa = 2$, поскольку для $\kappa = 0$ имеем [26]

$$\sqrt{2J_m + 1} (-1)^{J_m + J_n} \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 0 \\ J_m & J_m & J_n \end{Bmatrix} = -\frac{1}{\sqrt{3}}. \quad (8)$$

Наиболее простой вид НСТ γ_q^κ имеет в естественной системе координат, в которой оси X, Y, Z направлены вдоль главных осей тензора $G_{\alpha\beta}(\mathbf{R}; \omega)$ и в которой для аксиально-симметричных наночастиц отличны от нуля лишь следующие компоненты НСТ $G_q^\kappa(\mathbf{R}; \omega)$ ($G_\perp \equiv G_{XX} = G_{YY}$, $G_\parallel \equiv G_{ZZ}$; ось Z направлена вдоль оси симметрии):

$$G_0^0 = -\frac{1}{\sqrt{3}} (G_\parallel + 2G_\perp), \quad (9)$$

$$G_0^2 = \sqrt{\frac{2}{3}} (G_\parallel - G_\perp). \quad (10)$$

Радиационная скорость релаксации возбужденного уровня. Радиационная скорость релаксации может быть найдена из выражения для средней мощности $Q^{(r)}$, излучаемой системой атом + наночастица. В квазистатическом случае, когда $a, R \ll \lambda$, эта мощность связана с излучением эффективного электрического диполя [20, 22]. Правильное квантовое выражение для средней радиационной мощности получается из классического (см., например, [27]) заменой \mathbf{d} на оператор $\hat{\mathbf{d}}$, нормальным упорядочиванием и последующим квантовым усреднением (см., например, [28]):

$$Q^{(r)} = \frac{2}{3c^3} \left\langle : \left(\ddot{\mathbf{d}}_{\text{eff}} \right)^2 : \right\rangle = \frac{4}{3c^3} \left\langle \ddot{\mathbf{d}}_{\text{eff}}^{(-)} \ddot{\mathbf{d}}_{\text{eff}}^{(+)} \right\rangle; \quad (11)$$

$$\left(\hat{\mathbf{d}}_{\text{eff}}^{(+)} \right)_\alpha \equiv \sum_\beta \left[\delta_{\alpha\beta} + \alpha_s \frac{V}{R^3} \left(3 \frac{R_\alpha R_\beta}{R^2} - \delta_{\alpha\beta} \right) \right] \hat{d}_\beta^{(+)}, \quad (12)$$

где $V = \frac{4}{3}\pi a^3$ и $\alpha_s = \frac{3}{4\pi\epsilon_h} \frac{\epsilon-1}{\epsilon+2}$ – объем и поляризуемость сферической наночастицы соответственно, $\epsilon \equiv \epsilon_p/\epsilon_h$, а ϵ_p и ϵ_h – диэлектрические проницаемости наночастицы и окружающего пространства.

Как и при вычислении безрадиационных потерь, разложение по НТО как матрицы плотности (3), так и операторов $\hat{\mathbf{d}}^{(\pm)}$ позволяет с учетом свойств НТО

в явном виде провести квантовомеханическое усреднение выражения (11) и представить его в виде, аналогичном формуле (4), в которой необходимо заменить $Q^{(c)}$ и $\gamma^{(c)q}$ на $Q^{(r)}$ и $\gamma^{(r)q}$ соответственно. В свою очередь, выражение для НСТ безразмерной радиационной релаксации $\gamma^{(r)q}$ получается из формулы (6) заменой $\gamma^{(c)q}$ и $\{\text{Im}[G^{(c)}(\mathbf{R}; \omega)]\}_q$ на $\gamma^{(r)q}$ и $\{\text{Im}[G^{(r)}(\mathbf{R}; \omega)]\}_q$. В естественной системе координат с осью Z , исходящей из центра частицы к атому, тензор $\text{Im}[G^{(r)}(\mathbf{R}; \omega)]$ имеет лишь следующие декартовы компоненты:

$$\begin{aligned} \text{Im}[G_{XX}^{(r)}(\mathbf{R}; \omega)] &= \text{Im}[G_{YY}^{(r)}(\mathbf{R}; \omega)] \equiv \text{Im}[G_{\perp}^{(r)}] = \\ &= \frac{2}{3}k_0^3 \left| 1 - \alpha_s \frac{V}{R^3} \right|^2, \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \text{Im}[G_{ZZ}^{(r)}(\mathbf{R}; \omega)] &\equiv \text{Im}[G_{\parallel}^{(r)}(\mathbf{R}; \omega)] = \\ &= \frac{2}{3}k_0^3 \left| 1 + 2\alpha_s \frac{V}{R^3} \right|^2. \end{aligned} \quad (14)$$

Для изолированного атома ($R \rightarrow \infty$) выражения (13) и (14) равны. Поэтому в данном случае НСТ безразмерной радиационной релаксации равен $(\gamma^{(r)q})_{\text{free}} = \delta_{\kappa,0} \delta_{q,0}$ согласно формуле (6) с индексами “(r)” вместо “(s)” и соотношениям (9), (10) и (8). Средняя же радиационная мощность (11) в данном случае сводится (с использованием формулы (4) с индексами “(r)” вместо “(s)”) к известному выражению для мощности радиационного излучения возбужденного вырожденного состояния атома в вакууме: $Q_{is}^{(s)} = \hbar\omega A_{mn} \sum_{M_m} \langle J_m M_m | \hat{\rho}(J_m) | J_m M_m \rangle$ [25], поскольку $\rho^{00}(J_m) = \sum_{M_m} \langle J_m M_m | \hat{\rho}(J_m) | J_m M_m \rangle / \sqrt{2J_m + 1}$. Скорость радиационной релаксации получается делением этого выражения на полную энергию возбужденного состояния $\hbar\omega \sum_{M_m} \langle J_m M_m | \hat{\rho}(J_m) | J_m M_m \rangle$.

Полная скорость диссипации энергии атомного возбуждения есть сумма безрадиационной и радиационной скоростей. Она зависит не только от населенности возбужденного уровня $\sqrt{2J_m + 1} \rho^{00}(J_m)$, но и от его выстраивания $\rho^{2q}(J_m)$, а значит, может быть разной при различных способах возбуждения. Ее зависимость от атомных характеристик определяется (кроме A_{mn}) одним и тем же произведением, $\sqrt{2J_m + 1} (-1)^{J_m + J_n} \begin{Bmatrix} 1 & 1 & \kappa \\ J_m & J_m & J_n \end{Bmatrix}$, входящим в НСТ безрадиационной релаксации (6) и его радиационный аналог.

Безразмерная скорость девозбуждения уровня γ получается делением скорости диссипации энергии на полную энергию возбуждения

$\hbar\omega \sqrt{2J_m + 1} \rho^{00}(J_m)$ и на скорость радиационной релаксации атома в свободном пространстве A_{mn} .

Исследуем зависимость этой безразмерной скорости от характеристик атомных переходов и способов возбуждения. Пусть атом возбуждается широкополосным импульсом света, длительность которого существенно короче времени девозбуждения атома в рассматриваемых условиях. Тогда индуцированные светом мультиполи $\rho^{2q}(J_m)$ пропорциональны НСТ возбуждения F^{2q} [29, 30]:

$$F^{2q} = F_0 |d_{mn}|^2 (-1)^{J_m + J_n + 1} \begin{Bmatrix} 1 & 1 & \kappa \\ J_m & J_m & J_n \end{Bmatrix} I_q^{2*}, \quad (15)$$

где F_0 – константа пропорциональности, I_q^{2*} – поляризационный НСТ возбуждающего света:

$$I_q^{2*} = \sum_{\sigma, \sigma_1=0, \pm 1} (-1)^{1-\sigma_1} \langle 1\sigma 1 - \sigma_1 | \kappa q \rangle e_{\sigma} e_{\sigma_1}^*, \quad (16)$$

а e_{σ} – циклические компоненты вектора поляризации \mathbf{e} действующего на атом электрического поля (с учетом поля поляризации наночастицы). Ненулевые компоненты I_q^{2*} для линейной поляризации поля, определенной в естественной системе координат углами θ и φ , есть

$$I_0^0 = 1/\sqrt{3}, \quad (17)$$

$$I_0^2 = (1 - 3 \cos^2 \theta) / \sqrt{6}. \quad (18)$$

Случай неполяризованного изотропного возбуждения. При этих условиях отлична от нуля лишь компонента $I_0^0 = 1/\sqrt{3}$. Следовательно, возбуждается лишь населенность верхнего уровня атома. Поэтому динамика девозбуждения описывается единственной полной безразмерной константой релаксации γ_0^0 , представляющейся суммой выражений (6) и их аналога для радиационной релаксации при $\kappa = q = 0$:

$$\gamma_0^0 = \frac{1}{2} k_0^{-3} \text{Im}[G_{\parallel} + 2G_{\perp}], \quad (19)$$

где G_{\parallel} и G_{\perp} – продольная и поперечная (относительно оси симметрии) компоненты полного тензора полевой восприимчивости $\mathbf{G}(\mathbf{R}; \omega) \equiv \mathbf{G}^{(c)}(\mathbf{R}; \omega) + \mathbf{G}^{(r)}(\mathbf{R}; \omega)$.

Случай $J_m = 1/2$ ($J_n = 1/2$ либо $3/2$). В этой ситуации при любой поляризации возбуждающего света выстраивание на возбужденном уровне m также отсутствует, что математически выражается в равенстве нулю 6– j -символа $\begin{Bmatrix} 1 & 1 & 2 \\ 1/2 & 1/2 & J_n \end{Bmatrix}$ в выражении (15), поскольку для такого 6– j -символа не выполняется неравенство треугольника. Поэтому динамика девозбуждения, независимо от поляризации

возбуждающего света, тоже описывается единственной константой релаксации (19).

Для всех иных оптических переходов поляризованный свет возбуждает на верхнем уровне как населенность, так и выстраивание.

Случай возбуждения атома с произвольными J_m и J_n линейно поляризованным светом. Расчет скорости девозбуждения атома удобно проводить в естественной системе координат с осью Z , исходящей из центра частицы к атому. В этой системе координат отличны от нуля лишь компоненты НСТ полевой восприимчивости G_0^0 и G_0^2 (см. выражения (9) и (10)). Следовательно, согласно выражению (4) и его радиационному аналогу для расчета скорости девозбуждения атома необходимо знать лишь отношение продольного выстраивания ρ^{20} к населенности $\sqrt{2J_m + 1}\rho^{00}(J_m)$. Как указывалось выше, для импульсного широкополосного возбуждения отношение $\rho^{20}(J_m)/\rho^{00}(J_m)$ пропорционально F^{20}/F^{00} :

$$\frac{\rho^{20}(J_m)}{\rho^{00}(J_m)} = (-1)^{J_m+J_n+1} \left\{ \begin{array}{ccc} 1 & 1 & \varkappa \\ J_m & J_m & J_n \end{array} \right\} \times \sqrt{\frac{3}{2}} (2J_m + 1) (1 - 3 \cos^2 \theta). \quad (20)$$

Здесь мы использовали явное выражение для $6-j$ -символа с $\varkappa = 0$ (8) и явный вид компонент поляриационного НСТ (17), (18).

Учитывая отношение (20), а также выражения (4), (6) (и их радиационные аналоги), (10) и (15), безразмерную скорость девозбуждения γ в данном случае можно представить в следующем виде:

$$\gamma = (1 - w) \gamma_0^0 + w \gamma_{cl}(\theta); \quad (21)$$

$$w \equiv 3(2J_m + 1) \left\{ \begin{array}{ccc} 1 & 1 & 2 \\ J_m & J_m & J_n \end{array} \right\}^2, \quad (22)$$

$$\gamma_{cl}(\theta) \equiv \frac{3}{2} k_0^{-3} \text{Im} [G_{||} \cos^2 \theta + G_{\perp} \sin^2 \theta], \quad (23)$$

где $\gamma_{cl}(\theta)$ – “классическая” скорость девозбуждения верхнего уровня, получающаяся в рамках описания атома классическим осциллирующим диполем или двухуровневым атомом, а w – ее вес (доля) в полной скорости девозбуждения уровня.

Случай $J_m = 1, J_n = 0$. В данном случае $w = 1$ и безразмерная скорость девозбуждения уровня γ совпадает с результатом, полученным в рамках моделей классического осциллирующего диполя и двухуровневого атома. Такое совпадение неслучайно. Оно связано с тем, что в данных условиях задача действительно сводится к двухуровневому атому: в системе

координат с осью Z' вдоль вектора поляризации света возбуждается с нижнего невырожденного уровня и релаксирует на него лишь единственный подуровень с нулевой проекцией углового момента на эту ось (см. рис. 1). Выражение же в квадратных скоб-

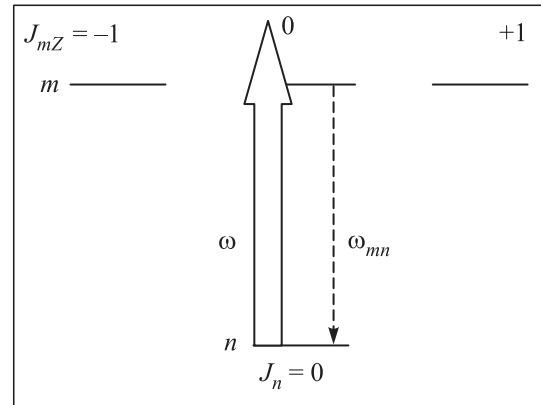


Рис. 1. Возбуждение атома с $J_m = 1, J_n = 0$ светом линейной поляризации. Ось Z' направлена вдоль поляризации действующего на атом поля; ω и ω_f – частоты возбуждающего света и девозбуждения соответственно

ках (23) есть продольная (относительно оси Z') компонента полевой восприимчивости в этой системе координат.

Случай $J_m = 3/2, J_n = 1/2$. Для данного оптического перехода вес “классической” части равен $w = 1/2$. Полная же безразмерная скорость девозбуждения верхнего уровня (21) представима в виде

$$\gamma = \frac{1}{4} k_0^{-3} \text{Im} [G_{||} (1 + 3 \cos^2 \theta) + G_{\perp} (2 + 3 \sin^2 \theta)]. \quad (24)$$

Случай $J_m = 1, J_n = 1$. При этих угловых моментах комбинирующих уровней доля “классической” части составляет лишь $w = 1/4$, а γ согласно (21), (23) представляется в виде

$$\gamma = \frac{3}{8} k_0^{-3} \text{Im} [G_{||} (1 + \cos^2 \theta) + G_{\perp} (2 + \sin^2 \theta)]. \quad (25)$$

На рис. 2 приведены зависимости безразмерных скоростей девозбуждения γ от расстояния между атомом и поверхностью серебряной наночастицы для различных типов оптического перехода атома и поляризаций действующего на атом возбуждающего поля. Наибольшее различие в скоростях распада состояний, возбужденных действующим полем, линейно поляризованным вдоль оси симметрии системы и ортогонально ей, свойственно атому с $J_m = 1, J_n = 0$.

Заключение. Таким образом, показано, что учет вырождения энергетических уровней атома по вра-

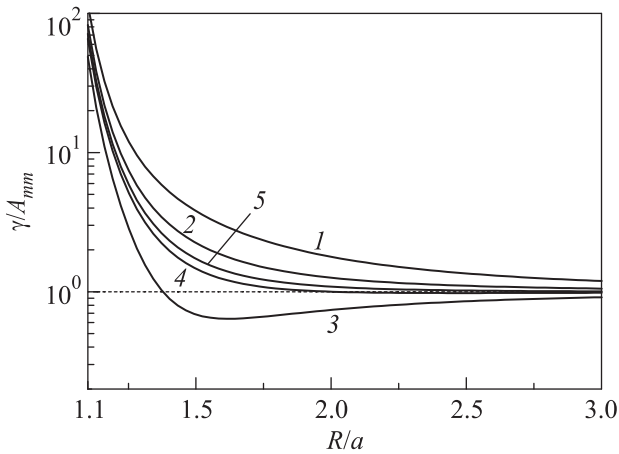


Рис. 2. Зависимость безразмерной скорости релаксации возбужденного атома от расстояния между ним и серебряной наночастицей ($\epsilon = -15.37 + i0.231$ для резонансной частоты атома $\lambda = 632.8$ нм). Кривые 1 и 3 относятся к атому с $J_m = 1$, $J_n = 0$, а кривые 2 и 4 – к атому с $J_m = 1$, $J_n = 1$. Линейная поляризация действующего на атом поля возбуждения направлена для кривых 1 и 2 вдоль оси симметрии, а для кривых 3 и 4 – ортогонально ей. Кривая 5 соответствует изотропному возбуждению атома

щательным степеням свободы приводит к существенным качественным и количественным отличиям в динамике девозбуждения атома по сравнению с предсказаниями простейших моделей атома – обобщенной (“векторной”) двухуровневой модели и модели классического осциллирующего диполя. Лишь для атома с $J_m = 1$, $J_n = 0$ скорость распада возбужденного уровня совпадает с предсказаниями этих моделей. Это совпадение обусловлено тем, что в данном случае с электромагнитным полем взаимодействует действительно только пара магнитных подуровней (см. рис. 1). При изотропном возбуждении безразмерная скорость девозбуждения верхнего уровня вообще не зависит от поляризации света и типа оптического перехода, т. е. представляет собой универсальную функцию свойств наночастицы и расстояния между ней и атомом. Такая же скорость девозбуждения присуща и атому с угловыми моментами комбинирующих уровней, равными $J_m = 1/2$ ($J_n = 1/2$ либо $3/2$), поскольку в этом случае на верхнем уровне никакие поляризационные моменты, кроме населенности, не возбуждаются. Во всех же остальных случаях скорость девозбуждения и ее связь с поляризацией возбуждающего света оказываются зависящими от угловых моментов комбинирующих уровней атома.

В заключение следует отметить, что приведенная в данной работе динамика девозбуждения вырож-

денного по проекции углового момента уровня атома, расположенного вблизи наночастицы, справедлива для начальных моментов времени после возбуждения, когда различием изменения населенности и выстраивания можно пренебречь. В противном случае динамика девозбуждения является более сложная и требует отдельного рассмотрения.

1. E. M. Purcell, Phys. Rev. **69**, 681 (1946).
2. L. Rogobete, H. Schniepp, V. Sandoghdar, and C. Henkel, Opt. Lett. **28**, 1736 (2003).
3. R. Carminatia, J.-J. Greffeta, C. Henkelb, and J.M. Vigoureux, Opt. Commun. **261**, 368 (2006).
4. S. Kühn, U. Håkanson, L. Rogobete, and V. Sandoghdar, Phys. Rev. Lett. **97**, 017402 (2006).
5. T. Härtling, P. Reichenbach, and L. M. Eng, Opt. Express **15**, 12806 (2007).
6. H. Mertens, A. F. Koenderink, and A. Polman, Phys. Rev. B **76**, 115123 (2007).
7. A. Pomozi, M.-K. Park, and M. Kreiter, Phys. Rev. B **79**, 165435 (2009).
8. E. Castanié, M. Boffety, and R. Carminati, Opt. Lett. **35**, 291 (2010).
9. X. Ma, K. Fletcher, T. Kipp et al., J. of Phys. Chem. Lett. **2**, 2466 (2011).
10. G. P. Acuna, M. Bucher, I. H. Stein et al., ACS Nano **6**, 3189 (2012).
11. A. I. Dragan, B. Mali, and C. D. Geddes, Chem. Phys. Lett. **556**, 168 (2013).
12. D. V. Guzatov, S. V. Vaschenko, V. V. Stankevich et al., J. of Phys. Chem. C **116**, 10723 (2012).
13. J.-B. Li, N.-C. Kim, M.-T. Cheng et al., Opt. Express **20**, 1856 (2012).
14. W. L. Vos, A. F. Koenderink, and I. S. Nikolaev, Phys. Rev. A **80**, 053802 (2009).
15. Y. Gu, L. Huang, O. J. F. Martin, and Q. Gong, Phys. Rev. B **81**, 193103 (2010).
16. E. Waks and D. Sridharan, Phys. Rev. A **82**, 043845 (2010).
17. Y. V. Vladimirova, V. V. Klimov, V. M. Pastukhov, and V. N. Zadkov, Phys. Rev. A **85**, 053408 (2012).
18. В. В. Климов, М. Дюклуа, В. С. Летохов, Квантовая электроника **31**, 569 (2001).
19. L. Novotny and B. Hecht, *Principles of Nano-Optics*, New York: Cambridge Univ. Press, 2nd ed., 2012.
20. В. В. Климов, *Наноплазмоника*, М.: Физматлит, 2009.
21. С. А. Майер, *Плазмоника: теория и приложения*, М.–Ижевск: НИЦ “Регулярная и хаотическая динамика”, 2011.
22. Г. Н. Николаев, ЖЭТФ **129**, 452 (2006).

23. К. Блум, *Теория матрицы плотности и ее приложения*, М.: Мир, 1983.
24. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Статистическая физика*, ч. 1, изд. 3-е, доп. М.: Наука, 1976.
25. И. И. Собельман, *Введение в теорию атомных спектров*, М.: Наука, 1977.
26. Д. А. Варшалович, А. Н. Москалёв, В. К. Херсонский, *Квантовая теория углового момента*, Л.: Наука, 1975.
27. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория поля*, изд. 6-е, перераб. и доп. М.: Наука, 1973.
28. Д. Н. Клышко, *Физические основы квантовой электроники*, М.: Наука, 1986.
29. М. И. Дьяконов, *ЖЭТФ* **47**, 2213 (1964).
30. Е. Б. Александров, Г. И. Хвостенко, М. П. Чайка, *Интерференция атомных состояний*, М.: Наука, 1991.