

В.П. Лопасов

О возможности приготовления молекулярного состояния для генерации электромагнитного поля с большим моментом количества движения

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 25.04.2000 г.

Обоснован подход к приготовлению анизотропной диамагнитной среды из совокупности систем «молекула+ поле» в динамическом (мультиплетном) состоянии.

1. Излучение уносит от источника потоки энергии, импульса и момент количества движения (МКД). Характер МКД (орбитальный, спиновый) и его величина тесно связаны с пространственными особенностями источника излучения и волнового процесса, а закон сохранения МКД связан с изотропностью пространства и выполняется для систем «молекула + поле» [1]. Пространственная структура лазерной волны такова, что даже интенсивное излучение несет МКД $M_x = \pm \hbar$; $\hbar = 2\pi\hbar$ – постоянная Планка, или квант действия.

Квантовая электродинамика допускает существование поля с $M_x \gg \hbar$, и в теоретических исследованиях рассматриваются некоторые особенности такого излучения [2]. Отмечается, в частности, что это поле (даже слабой интенсивности) должно индуцировать в среде большой магнитный момент единицы объема среды и изменять ее отражательную способность. Поэтому исследование поля с $M_x \gg \hbar$ представляет не только научный, но и практический интерес, в частности при решении задач распространения оптических волн в атмосфере.

Методические предложения по генерации поля с $M_x \gg \hbar$ отсутствуют в лазерной физике и молекулярной спектроскопии. Причина состоит в ничтожно малой вероятности перехода молекулы как источника излучения на высокий вращательный уровень, например, $|J' \sim 100, M' \rangle$ и ее излучательного перехода на нижайший уровень $|0\rangle$; J' и M' – квантовые числа полного углового момента молекулы и его проекции на направление поляризации возмущающего поля. Ситуация не изменяется даже при напряженности возмущающего поля E_0 , перестраивающей вращательное движение молекулы и изменяющей вероятность молекулярных переходов [3, 4]. То есть «резонанс молекул и поля по частоте» и статистический подход к формированию молекулярных переходов не приводят к накоплению качественно новых вкладов во внутримолекулярное движение (ВМД) и, соответственно, в искажение пространственного распределения потенциальной энергии вращения (ПЭВ) молекул. И как следствие, исключается реальная возможность генерации молекулярной средой поля с $M_x \gg \hbar$.

Направивается вывод о том, что существенное изменение вероятности вращательных переходов и искажение

электронно-ядерной конфигурации ПЭВ с соответствующим накоплением молекулой большого МКД могут быть получены только при определенной пространственно-временной (амплитудно-частотной) конфигурации возмущающего поля, подчеркивающей векторную природу света и закон сохранения МКД. Это приводит к необходимости поиска и учета в рамках квантовой механики и уравнений Максвелла тех особенностей молекулы, поля накачки и условий их взаимодействия на критическом периоде ВМД $T_{кр} \approx 1/B_e$, которые в отдельности раньше не принимались во внимание из-за малой значимости. Здесь B_e – вращательная постоянная двухатомной молекулы.

Цель настоящей работы состоит в поиске совокупности особенностей и условий энергообмена между полем оптической бигармоники (ω_1 и ω_2) и средой двухатомных молекул, которые позволяют молекулам и полю приготовить анизотропную диамагнитную среду из совокупности систем «молекула + поле» в динамическом (мультиплетном) состоянии в среднем за период $T_{кр} \approx 1/B_e$ и затем генерировать излучение с $M_x \gg \hbar$ на кооперативной частоте ω_p .

2. Первая особенность связана с участием в энергообмене не только двух линейно поляризованных вдоль оси Y и распространяющихся вдоль оси X волн бигармоники (ω_1 и ω_2), но также волн квадратичной электрической и магнитной поляризации, введенной в молекулярной среде на разности $\Delta\omega = (\omega_1 - \omega_2)$ и сумме $2\omega_s = (\omega_1 + \omega_2)$ частот [5]. Обычно амплитуда волн квадратичной поляризации столь мала, что они остаются незамеченными. Исключение может составить ситуация, когда распространение в молекулярной среде определенной суперпозиции интенсивных волн бигармоники и слабых волн квадратичной поляризации связано с их пространственно-временной дисперсией при заметном изменении электронной поляризуемости $\epsilon_{el}(\omega_1, \omega_2)$ и диамагнитной восприимчивости $\chi_{dl}(\omega_1, \omega_2)$ молекул. В этом случае может произойти даже усиление амплитуды γ изменения электромагнитооптических характеристик среды на несущей частоте $\omega_s = (\omega_1 + \omega_2)/2$ результирующей напряженности бихроматического (РНБ) поля до достаточно большой величины. Например, за счет возникновения обратной связи между прецессионно-нутационным (ПН) движением электронов и орбитальным вращением ядер молекул среды на периоде $T_{кр} \approx 1/B_e$.

Для выявления предпосылок возникновения в среде обратной связи между движением электронов и ядер молекул представим РНБ поля через балансную амплитудно-фазовую (АФ) модуляцию [6]

$$E(t) = E_1 \exp - i(\omega_1 t + \psi_1) + E_2 \exp - i(\omega_2 t + \psi_2) + \text{к.с.} \equiv \\ \equiv A(t) \exp i\Phi_s(t) + \text{к.с.} \quad (1)$$

Интерес представляет девиация $\Omega(\Delta t'_{\kappa, \kappa+1}) = \Delta\omega/2 \cdot \beta/f(t'_\kappa)$ несущей частоты ω_s РНБ поля между соседними моментами времени t'_κ . Здесь $f(t) = [1 + m \cos 2\Delta\phi(t)]$ – функция, модулирующая амплитуду $A(t) = E_0 f(t)^{1/2}$ РНБ поля с частотой $\sim \Delta\omega/2$; $m = 2E_1 E_2/E_0^2$ и $\beta = (E_1^2 - E_2^2)/E_0^2$ – глубина амплитудной и индекс фазовой модуляций РНБ поля; $E_0 = (E_1^2 + E_2^2)^{1/2}$; $2\Delta\phi(t) = (\Delta\omega t + \Delta\psi)$; $\Delta\psi = (\psi_1 - \psi_2)$ – разность начальных фаз волн бигармоники. Обозначим через $\kappa = 0, 1, 2, \dots, J'$ номер вращательного уровня и полуцикла

$$T_{s, \kappa}/2 = \pi/\omega'_{s, \kappa} = \pi/\{\omega_s + \beta\Delta\omega/2[1 + m \cos 2\Delta\phi(t'_\kappa)]\} \approx 10^{-16} \text{ с}$$

несущей частоты ω_s на периоде $T_{\text{кр}} \approx 1/V_e$, имеющем смысл длительности волнового пакета РНБ поля. Здесь $\omega'_{s, \kappa} = \omega_s + \Omega(t'_\kappa)$ – мгновенное значение несущей частоты $\omega(t) = d\Phi_s(t)/dt = \omega_s + \Omega(t)$ в момент времени t'_κ ; $\Phi_s(t) = [\omega_s t + \psi(t) + \psi_s]$. Моменты времени $t'_\kappa = (\kappa - 1/2)T_{s, \kappa}/2$ и $t''_\kappa = \kappa T_{s, \kappa}/2$ соответствуют максимальному и минимальному (смена знаков) значениям $\pm \mathbf{E}(r, t, \omega_1, \omega_2)$, $\pm \mathbf{H}(r, t, \omega_1, \omega_2)$ векторов РНБ поля.

Девиация $\Omega(t'_{\kappa, \kappa+1})$ связывает волны квадратичной поляризации на временном интервале

$$10^{-16} \text{ с} \approx 2\pi/\omega_s \ll \Delta t \ll 4\pi/\Delta\omega \approx 10^{-12} \text{ с} \quad (2)$$

и запаздывания отклика электрической и магнитной поляризации среды на приложенное поле оптической бигармоники. В этом случае поведение в момент t''_κ любой из молекул, попавших в когерентный объем

$$V \approx \pi \Delta R^2 \Delta L, \quad (3)$$

будет зависеть от воздействия векторов $\pm \mathbf{E}(r, t, \omega_1, \omega_2)$, $\pm \mathbf{H}(r, t, \omega_1, \omega_2)$ в этот же момент времени на другие молекулы, находящиеся в пространственном интервале

$$3 \cdot 10^{-6} \text{ см} \approx 2\pi v_\phi/\omega_s \ll v_\phi \Delta t \ll 4\pi v_\phi/\Delta\omega \approx 3 \cdot 10^{-2} \text{ см}. \quad (4)$$

То есть возникает нелокальность отклика молекул среды в пределах пространственного интервала (4) на действие излучения и, как следствие, отличие напряженностей эффективного электрического E' и магнитного H' полей от среднего максвелловского поля [5]. Здесь $\Delta R \approx v_\phi \pi/\Delta\omega$ – размер слоя среды на входе $x = 0$ в плоскости YZ , захваченной полем накачки; $\Delta L \approx v_\phi 2\pi/\delta\omega$ – длина временной когерентности поля. Величина ΔL показывает, что между точками $x = 0$ и $x = L$ сохраняется некоторая фиксированная во времени разность (и сумма) фаз двух бегущих волн на частоте ω_1 и ω_2 , а не обязательно совпадение фаз; $\delta\omega \approx \delta\omega_1 \approx \delta\omega_2 \ll |\omega_1 - \omega_2|$ – ширина спектральных компонент поля накачки; $v_\phi = c/n$ – фазовая скорость волны в среде; $n = \sqrt{\epsilon\chi}$, ϵ , $\chi = \chi_\parallel + \chi_\perp$ – показатель преломления, электрическая проницаемость, сумма парамагнитной и диамагнитной восприимчивостей

среды на частоте $\omega(t)$, совершающей циклические петли $T_{s, \kappa}$ вблизи своего среднего значения ω_s .

Поскольку величина и знак девиации $\Omega(\Delta t'_{\kappa, \kappa+1})$ зависят от соотношения частот $(\omega_1/\omega_2) > < 1$ и интенсивностей $(E_1/E_2)^2 > < 1$ компонент поля бигармоники, то в моменты времени t'_κ девиация может задавать направление и скорость энергообмена между волнами бигармоники и молекулами через наведенные волны квадратичной поляризации. При этом управляющий параметр $(E_1/E_2)^2 \neq 1$ определяет:

– целое число циклических петель $\sum \kappa T_{s, \kappa}/2 = J'(J' + 1)T_{s, \kappa}$ на интервале (2);

– разницу (нескомпенсированный шаг) $\delta\Omega(\Delta t'_{\kappa, \kappa+1})$ девиации $\Omega(\Delta t'_{\kappa, \kappa+1})$ на «нечетном» и «четном» полуциклах $T_{s, \kappa}/2$ мгновенной частоты $\omega(t)$ относительно моментов времени t''_κ .

Шаг $\delta\Omega(\Delta t'_{\kappa, \kappa+1})$ задает разницу площадей σ , описываемых концом \mathbf{E} вектора (\mathbf{H} псевдовектора) в плоскости YX (ZX) на «нечетные» и «четные» полуциклы $T_{s, \kappa}/2$ относительно оси X и, соответственно, шаг \mathbf{q} изменения за $T_{s, \kappa}$ электронной поляризуемости

$$\epsilon_f(\omega_1, \omega_2) = 1 + \gamma(\omega_1, \omega_2) \cos(\mathbf{q}\mathbf{r}) \quad (5)$$

(диамагнитной восприимчивости $\chi_{\text{л}, J}(\omega_1, \omega_2)$ среды. Коэффициент γ представляет малую амплитуду изменения ϵ , а \mathbf{q} указывает направление и шаг этого изменения. Изменение электромагнитооптических характеристик среды сопровождается изменением внутримолекулярного тока и распределения зарядов в молекулах, попавших в когерентный объем (3).

Вторая особенность энергообмена между волнами связана с противоположной зависимостью от J электронной поляризуемости $\epsilon_f(\omega)$ и диамагнитной восприимчивости $\chi_{\text{л}, J}(\omega)$ молекул для оптических частот ω [4, 7]. Как следствие, сдвиг нижайшего уровня $|0\rangle$ молекулы будет определяться преимущественно воздействием электрической компоненты РНБ поля (квадратичный эффект Штарка) в плоскости YX , а высокого уровня $|J', M'\rangle$ – магнитной компоненты (квадратичный эффект Зеемана) в плоскости ZX . Поляризация квадрупольного и магнитодипольного вращательных переходов

$$|1\rangle \leftrightarrow |0\rangle \text{ и } |0\rangle \leftrightarrow |J', M'\rangle \quad (6)$$

на частотах $\Delta\omega$ и $2\omega_s$ вторичных волн приобретет определенную зависимость от различия поляризуемости молекул на начальном $|1\rangle$ и конечном $|J', M'\rangle$ вращательных уровнях. Эта пространственная неоднородность возмущения движения электронов молекулы на частотах $\Delta\omega$, $2\omega_s$ и нескомпенсированный шаг девиации $\delta\Omega(\Delta t'_{\kappa, \kappa+1})$ приводят к возникновению обратной связи возмущающего и внутримолекулярного полей и, соответственно, к обратной связи ПН-движения электронов и орбитального вращения ядер молекул среды на периоде $T_{\text{кр}} \approx 1/V_e$.

Третья особенность энергообмена состоит в том, что в нем участвует нижайший вращательный уровень $|0\rangle$ и минимальная потенциальная энергия молекулы-ротатора, равная разности энергий между равновесной точкой $r \approx r_e$ ПЭВ и положением уровня $|0\rangle$.

Эта энергия занимает бесконечно малый объем $\delta V \approx \delta r \pi(r_e/2)^2$, который может играть принципиальную роль в перестройке режима ВМД, структуры вращатель-

ных уровней молекулы и вероятности переходов между ними по следующей причине. Вблизи уровня $|0\rangle$ естественный угловой момент $\mathbf{J} = 0$ молекулы-ротатора и ее свойства проявляются в квазиклассическом пределе. Именно масштаб $kr_e \ll 1$, где $E_r \sim 1/r_e^2$ и $H \sim 1/r_e$ (для магнитного мультиполя $E \sim 1/r_e$ и $H \sim 1/r_e^2$), вблизи точки $r \approx r_e$ определяет конечный вклад в МКД зарождающейся сферической волны излучения со стороны возмущающего поля (положение Гайтлера [8]). То есть в масштабе $kr_e \ll 1$ может возникнуть связь пространственной и спиновой подсистем молекулы через спиновый момент s' фотонов возмущающего поля. Здесь $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число; $\delta r \approx (r - r_e)$ – смещение ядер из положения равновесия.

3. Приведенные особенности энергообмена между волнами и молекулярной средой позволяют использовать для приготовления ансамбля систем «молекула + поле» в динамическом (мультиплетном) состоянии три условия.

Во-первых, волны бигармоники должны навредить в среде две объемные динамические решетки квадратичной поляризации на такой разности $\Delta\omega$ и сумме $2\omega_s$ частот, чтобы фазы решеток попали в область «захвата» фазами колебания разности уровней квадрупольного $\Delta\varphi_{01}(t)$ и магнитодипольного $\Delta\varphi_{0s'}(t)$ вращательных переходов (6). В этом случае каждая из амплитуд Q^A и Q^{2s} осцилляций поляризации будет определять скорость и направление энергообмена между волнами и средой на временном (2) и пространственном (4) масштабах своей решетки. Расстройка волновых векторов возмущающегося поля ω_1 и ω_2 приобретет зависимость от дисперсии показателя преломления среды $n(\omega_1, \omega_2)$, сформированного в том числе Штарковским (зеemanовским) сдвигом разности уровней вращательных переходов (6), и от дифракции взаимодействующих волн [5, 9]. Если вклад в $n(\omega_1, \omega_2)$ среды (3) сдвига молекулярных уровней (6) превысит остальные вклады в момент включения взаимодействия $t''_{k=0}$, то направление энергообмена между волнами и средой будет определяться не волновой расстройкой, а «захватом» фаз волн квадратичной поляризации фазами колебания разности уровней смежных молекулярных переходов (6).

Во-вторых, девиация $\Omega(\Delta t'_{k,k+1})$ должна связывать волны квадратичной поляризации на частотах $\Delta\omega$ и $2\omega_s$ через вращательные уровни квадрупольного и магнитодипольного переходов (6) молекул в пределах циклических петель $T_{s,k}$ так, чтобы мгновенное значение несущей частоты $\omega(t)$ попадало в резонанс с переходами (6) в моменты времени t'_k и t'_k соответственно.

В этом случае дальнейшее поведение каждой молекулы-ротатора из объема (3) под действием δ -ускорений в моменты t'_k со стороны $\pm\mathbf{E}(r, t, \omega_1, \omega_2)$, $\pm\mathbf{H}(r, t, \omega_1, \omega_2)$ векторов поля накачки будет согласовано не только на временном (2), но и на пространственном (4) интервалах. Согласованность проявляется в том, что электронные орбиты молекулы деформируются в плоскости YX относительно центра масс в моменты t'_k , а орбитальное вращение электронов ускоряется в плоскости ZX относительно искусственного углового момента \mathbf{J} и снимает пространственное вырождение уровней (6) со скоростью $\omega''_{s,k} \approx \omega_s + \Omega(t'_k)$.

Поскольку молекула-ротатор находится вблизи уровня $|0\rangle$, то указанные проявления квадратичных эффектов Штарка и Зеемана, налагаясь друг на друга в плоскостях $YX \perp ZX$, породят в момент включения взаимодействия $t''_{k=0}$ вынужденную нутацию и прецессию орбит связывающих

электронов относительно вектора \mathbf{J} . Если период нутации положить равным величине $T_H \approx T_{s,k} \approx 2\pi/\omega_{0s'}$, обратной частоте магнитодипольного перехода $|0\rangle \leftrightarrow |J, M\rangle$, то нутация и прецессия электронов будут «захвачены» полуциклами $\Delta t'_{k+1,k}$ соседних смен знака вектора $\pm\mathbf{E}(y, t, \omega_1, \omega_2)$ и направления вращения псевдовектора $\pm\mathbf{H}(z, t, \omega_1, \omega_2)$ поля накачки. Причем сумма из k периодов нутации орбит электронов будет равна периоду их прецессии $\sum T_H \approx \sum T_{s,k} \approx 2\pi/\Omega(\Delta t''_{k=0, k=j})$, а фаза нутации попадет в область «захвата» фазой колебания разности уровней $\Delta\varphi_{0s'}(t)$ магнитодипольного перехода молекулы. Одновременно фаза прецессии орбит электронов попадет в область «захвата» фазой колебания разности уровней $\Delta\varphi_{01}(t)$ квадрупольного перехода (6), а частота прецессии и орбитального вращения ядер молекулы $\Omega_n \approx \Omega_j$ попадет в резонанс с частотой амплитудной модуляции $\Delta\omega/2 \approx 2B_e$ РНБ поля.

Поскольку нескомпенсированный шаг $\delta\Omega(\Delta t'_{k,k+1})$ девиации несущей частоты ω_s приводит к возникновению обратной связи (фазовой памяти) между ПН-движением электронов и орбитальным вращением ядер, то:

– полуцикл $\Delta t'_{k,k+1} = (t'_k - t'_{k+1})$ между двумя соседними максимальными значениями вектора $\pm\mathbf{E}(r, t, \omega_1, \omega_2)$ РНБ поля приобретет зависимость от электрической энергии $\delta W_{Ш,k}$, которую молекулы получили от поля на предыдущем полуцикле $\Delta t'_{k-1,k}$ за счет квадратичного эффекта Штарка относительно уровня $|0\rangle$;

– полуцикл $\Delta t''_{k,k+1} = (t''_k - t''_{k+1})$ между двумя соседними сменами направления вращения псевдовектора $\pm\mathbf{H}(r, t, \omega_1, \omega_2)$ приобретет зависимость от диамагнитной энергии $\delta W_{3,k}$, которую молекулы получили от поля на предыдущем полуцикле $\Delta t''_{k-1,k}$ за счет квадратичного эффекта Зеемана относительно уровня $|J, M\rangle$;

– циклические петли $T_{s,k}$ трансформируются в гистерезисные спиральные петли $T'_{s,k}$ фазовой памяти, в пределах которых энергообмен направлен на передачу электронам молекул энергии $\delta W_{Ш,k}$, $\delta W_{3,k}$ и спинового момента s' фотонов поля накачки.

Размер гистерезисной петли $T'_{s,k}$ зависит от начальной плотности потока энергии \mathbf{S} , а также от скорости его истощения и истощения управляющего $(\mathbf{E}_1/\mathbf{E}_2)^2$ параметра поля накачки в той степени, при которой период $T_{кр} \approx 1/V_e$ и интервал времени (2) самоорганизуются в сумму из целого числа петель $\sum_k T'_{s,k}/2$. В пределах гистерезисной петли $T'_{s,k}$ результат усиления прецессии электронных орбит (и торможения вращения ядер относительно вектора $\mathbf{J} = \hbar\sqrt{2} \rightarrow 0$ через обратную связь) молекулы δ -ускорениями со стороны векторов $\pm\mathbf{E}(y, t, \omega_1, \omega_2)$, $\pm\mathbf{H}(z, t, \omega_1, \omega_2)$ поля накачки в моменты t'_k сопровождается изменением орбитального тока связывающего электрона, а результат вынужденной нутации – изменением величины и направления искусственного углового момента $\mathbf{J}'(t''_{k=0}) = 0 \rightarrow \mathbf{J}'(t''_{k=1,2,\dots,j})$. Вынужденное ВМД раскачивается (сдвиг-распад уровней (6)) в моменты t'_k , а соответствующее фазовое пространство молекулы заполняется дозированной величиной нескомпенсированных энергий $\delta W_{Ш,k}$, $\delta W_{3,k}$ в моменты t'_k .

В-третьих, исходная плотность потока энергии \mathbf{S} поля накачки должна создавать такие величины $\delta W_{Ш,k}$ и $\delta W_{3,k}$, чтобы «захват» фаз вторичных волн на частотах $\Delta\omega$, $2\omega_s$ фазами колебания разности уровней переходов (6) сопровождался автофазировкой вынужденных ВМД с туннельным переходом молекул по каналу

$$|1\rangle \rightarrow |0\rangle \leftrightarrow |J', M'\rangle. \quad (7)$$

и накоплением расщепления уровня $|J', M'\rangle$.

Автофазировка вынужденных ВМД может возникнуть в том случае, если вращательное ВКР и энергообмен между потоками \mathbf{E}_1 и \mathbf{E}_2 на колебаниях штарковского сдвига будут менее эффективными, чем формирование волн квадратичной поляризации на частотах $\Delta\omega$ и $2\omega_s$. Это возможно, если частотная расстройка поля имеет порядок частоты вращения молекулярной оси и существенно превышает скорость релаксации поляризации $|\Delta\omega| \approx 4B_e \gg \gamma_{01}$, а \mathbf{A} поля обеспечивает такое превышение напряженности E_0 (H_0) над пороговым значением $\mathbf{E}_0 \geq \mathbf{E}_{\text{пор}}$ ($\mathbf{H}_0 \geq \mathbf{H}_{\text{пор}}$), при котором сумма смещений электронной орбиты молекулы за k циклов $T'_{s,k}$ превышает ее вращательную постоянную

$$\sum_k |\varepsilon_{01}(0, \omega_1, \omega_2, E_0^2) E_0^2|/4 \geq B_e, \quad (8a)$$

$$\sum_k |\chi_{lr}(J', \omega_1, \omega_2, H_0^2) H_0^2|/4 \geq B_e. \quad (8b)$$

В этом случае, режим естественного ВМД может перейти в режим автофазировки ПН-движения электронов и выстраивания осей молекул в направлении искусственного углового момента \mathbf{J} в среднем за период $T_{\text{кр}} \approx 1/B_e$.

Этот прогнозируемый нами электромагнитооптический эффект для ансамбля молекул является оптическим аналогом эффекта автофазировки Векслера [10]. Векслер предложил механизм автофазировки для ускорителей циклотронного типа как средство неограниченного сохранения резонанса между устойчивым движением релятивистских частиц в пространстве ускорителя и высокочастотного поля: ускоряющего электрического и управляющего магнитного. А.Н. Ораевский нашел оптический аналог этого механизма для молекулы-осциллятора и использовал его для приготовления динамического (перевозбужденного) колебательного состояния [11].

4. Три указанных условия позволяют предложить следующую модель приготовления динамического состояния электродипольной двухатомной молекулы в поле оптической бигармоники.

Пусть молекула находится в основном электронно-колебательном состоянии $X^1\Sigma^+$, совершая из-за столкновений с окружающими частицами блуждания по вращательным уровням. Так будет продолжаться до тех пор, пока в результате очередного столкновения молекула не окажется на уровне $|1\rangle$ в момент $t'_{k=0} = 0$ включения взаимодействия с полем бигармоники (1). Состояние молекулы $|1, M\rangle = |H_{z_0} M\rangle$ станет нестационарным, и его можно обозначить $|J'(t'_{k=0}) M'\rangle$. Абсолютное значение естественного углового момента молекулы равно $\mathbf{J}(t'_{k=0}) = \hbar \sqrt{2}$, а искусственного (ориентирован вдоль поля $\mathbf{J}'(t'_{k=0}) \parallel H_{z_0}(t'_{k=0})$) равно $\mathbf{J}'(t'_{k=0}) \approx 0$.

Электрическая и магнитная компоненты РНБ поля наводят в молекуле дипольные моменты на частотах $\Delta\omega$, $2\omega_s$ и возмущают орбитальное вращение ее электронов на каждой гистерезисной петле $T'_{s,k}$ периода $T_{\text{кр}} \approx 1/B_e$. Между возмущающим и молекулярным полями возникает резонансная по фазе обратная связь (фазовая память) из-за некомпенсированного шага девиации $\delta\Omega(\Delta t'_{k,k+1})$, которая приводит к периодическому усилению ПН-движения электронов относительно вектора $\mathbf{J}'(t'_{k=1,2,\dots,r})$ и к гашению ор-

битального вращения ядер относительно вектора \mathbf{J} с определенным шагом \mathbf{q} .

Как следствие, амплитуда γ нелинейных поправок магнитооптических характеристик молекулярной среды на частотах $\Delta\omega$, $2\omega_s$ и вынужденного ВМД вблизи точки бифуркации $|0\rangle$ будет расти на каждой петле $T'_{s,k}$ одновременно с дозированным ростом мультиплетного расщепления уровней (6) и суммы некомпенсированных энергий $\delta W_{\text{Ш},k}$, $\delta W_{3,k}$. То есть молекулы «помнят» фазы волн накачки и используют их наравне с амплитудой для накопления орбитального момента l связывающих электронов и спинового момента s' фотонов поля бигармоники, а также для приготовления динамического состояния в системах «молекула + поле» и для создания сферической волны с МКД $M_x = M' \hbar$.

При этом режим естественного ВМД переходит в режим устойчивого ПН-движения электронов и выстраивания осей молекул относительно вектора $\mathbf{J}'(t'_{k=0,1,2,\dots,r})$ со скоростью $\omega'_{s,k} \approx \omega_s + \Omega(t'_k)$. Получая электрическую $\delta W_{\text{Ш},k}$ и диамагнитную $\delta W_{3,k}$ энергии и спиновый момент s' поглощаемых фотонов и распределяя последний между моментами ($j = l + s$) электрона и орбитальным моментом ядер R в течение периода $T_{\text{кр}} \approx 1/B_e$, молекулы совершают туннельный переход по каналу (7) аналогично переходу атома за счет резонансного усиления ларморовской прецессии в дополнительном переменном магнитном поле [7].

Туннельный переход молекул по каналу (7) в приготовленное динамическое (мультиплетное) состояние $|\mathbf{J}'(t'_{k=r}) M'\rangle$ приводит к образованию анизотропной диамагнитной среды из систем «молекула + поле» в среднем за период ВМД $T_{\text{кр}} \approx 1/B_e$. Динамическое состояние $|\mathbf{J}'(t'_{k=r}) M'\rangle$ включает нижайший уровень $|0\rangle$ и $M' = (2J' + 1)$ магнитных подуровней высокого уровня $|J', M'\rangle$.

Среда из систем «молекула + поле» способна генерировать сферическую волну с МКД $M_x = M' \hbar$ в режиме самовозбуждения на кооперативной частоте [12]:

$$\omega_p \approx 2\pi c A(J', j) |_{t'_{k=r}} J'(J' + 1) \sim \omega_{0r}$$

в течение времени когерентности поля бигармоники

$$T_{\text{кр}} \approx 1/B_e \leq \Delta t_{\text{ген}} \ll T_{\text{ког}} \approx 2\pi/\delta\omega. \quad (9)$$

Здесь $A(J', j) |_{t'_{k=r}} \approx B_e$ – параметр мультиплетного расщепления, зависящий от $J' = s' + j$, $j = l + s$ и определяющий величину мультиплетного расщепления вращательных уровней в приготовленном состоянии $|\mathbf{J}'(t'_{k=r}) M'\rangle$.

Взаимодействие поля бигармоники ω_1 и ω_2 с системами «молекула + поле» на интервале (9) радикально отличается от взаимодействия с молекулами на периоде $T_{\text{кр}} \approx 1/B_e$. Теперь взаимодействие происходит по принципу «вытеснения приготовленных квантов энергии и квантов действия $M' \hbar$ на частоте ω_p » из мультиплетного состояния каждой системы «молекула + поле» и приготовления в нем новых квантов действия $M' \hbar$ на частоте ω_p за каждый замкнутый цикл «поглощение-испускание» $T_p = 2\pi/\omega_p \approx T'_{s,k}$.

Если между отдельными системами «молекула + поле» анизотропной диамагнитной среды не возникнет дополнительного взаимодействия каким-либо путем, то она распадется через $T_{\text{ког}}$ на «электромагнитный фон» и

свободные молекулы в одном из электронно-колебательно-вращательных состояний и снова станет изотропной.

Автор считает своим приятным долгом выразить благодарность С.Д. Творогову за постоянный интерес к работе и ценные замечания.

1. Вульфсон К.С. // УФН. 1987. Т. 152. Вып. 4. С. 667–674.
2. Творогов С.Д. // Изв. вузов. Физика. 1996. № 10. С. 93–103.
3. Зон Б.А., Канцельсон Б.Г. // Оптика и спектроскопия. 1976. Т. 40, Вып. 5, С. 952–953.
4. Макаров В.П., Федоров М.В. // ЖЭТФ. 1976. Т. 70. Вып. 4. С. 1185–1196.

5. Апанасевич П.А. Основы теории взаимодействия света с веществом. Минск.: Наука и техника, 1977. 490 с.
6. Гусев К.Г., Филатов А.Д., Сополов А.П. Поляризационная модуляция. М.: Сов. радио, 1974. 281 с.
7. Фано У., Фано Л. Физика атомов и молекул. М.: Наука, 1980, 648 с.
8. Гайтлер В. Квантовая теория излучения. М.: ИЛ, 1956. 451 с.
9. Лосев Л.Л., Луценко А.П. // Квант. электроника. 1993. Т. 20. № 11. С. 1054–1062.
10. Векслер В.И. // ДАН СССР. 1944.Т. 43. С. 346; Т. 44. С. 393.
11. Ораевский А.Н., Степанов А.А., Щеглов В.А. // ЖЭТФ. 1975. Т. 69. Вып. 6. С. 1991–2005.
12. Лопасов В.П. // Изв. вузов. Физика. 1999. № 8. С. 119–123.

V.P. Lopasov. On possibility of molecular state production for generation of electromagnetic field with large angular momentum.

The conditions for the parameters of diatomic molecules and the optical biharmonic field are substantiated, which make it possible to produce an active medium from the set of systems «the molecule and the field» in the dynamical (multiplet) state.