
ФИЗИКА

УДК 539.27

**КООПЕРАТИВНЫЕ ЭФФЕКТЫ В НЕУПРУГОМ РАССЕЙНИИ
НЕЙТРАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ****А. Н. Алмалиев, М. А. Долгополов, И. В. Копытин***Воронежский государственный университет*

Теоретически исследуется процесс неупругого рассеяния медленных нейтронов и гамма-квантов на системе молекул, переведенных импульсом накачки в сверхизлучательное состояние. Показано, что в этом случае становится возможным появление кооперативных эффектов, обусловленных перестановочной симметрией: сечение рассеяния растет с увеличением разности масс ядер, составляющих молекулу, и обращается в нуль для гомоядерных молекул. Учет кооперативных эффектов, обусловленных взаимодействием частиц среды с общим полем излучения, приводит к существенному изменению углового распределения рассеянных частиц.

ВВЕДЕНИЕ

Кооперативные эффекты могут играть существенную роль при рассеянии частиц на различных средах. В настоящее время достаточно полно изучены когерентные эффекты, обусловленные регулярной структурой среды. В этом случае рассеивающая среда может находиться как в стационарном состоянии, так и под действием внешнего возмущения, которое не меняет характера кооперативного поведения процесса рассеяния (примером может служить процесс рассеяния рентгеновских квантов кристаллом в присутствии акустической волны). Если же среда описывается нестационарной матрицей плотности, имеющей отличные от нуля недиагональные матричные элементы в энергетическом представлении, процесс рассеяния может происходить когерентно и при отсутствии регулярной структуры [1].

Заметим, что когерентность вообще свойственна всем видам рассеяния, если оно происходит на коллективных возбуждениях вещества, имеющих ненулевую скорость распространения. В частности, она имеет место при рассеянии Мандельштама—Бриллюэна на звуковых волнах, а также при рассеянии γ -квантов и нейтронов на фононах в кристалле.

Значительный интерес представляют процессы взаимодействия излучения со средой,

переведенной в нестационарное состояние внешним воздействием, которые используются, например, в активной спектроскопии, где зондирующий импульс рассеивается на среде, переведенной в нестационарное состояние импульсом накачки. При воздействии на среду извне упорядочению могут подвергаться не только частицы вещества, но и электромагнитное поле в среде. Когерентные свойства среда приобретает здесь благодаря взаимодействию ее частиц с общим полем излучения. Это взаимодействие, характерное для так называемых сверхизлучательных систем [2], проявляется в самонаведении корреляций между электромагнитными моментами частиц среды.

Использование систем такого рода в качестве рассеивателей дало возможность управлять параметрами рассеянного излучения путем изменения состояния среды. В работах [3—6] было проведено теоретическое рассмотрение кооперативных свойств сверхизлучательных сред при рассеянии оптического излучения и релятивистских электронов. В работе [7] показана возможность фокусировки реликтовых нейтрино при их неупругом рассеянии на сверхизлучательной системе двухатомных молекул, также обусловленная кооперативным характером взаимодействия.

Существенной особенностью процесса рассеяния на сверхизлучательной системе молекул является то, что кооперативные

свойства рассеиватель приобретает в результате внешнего воздействия. В данном случае эти свойства не связаны с упорядоченным расположением частиц среды в пространстве, а являются следствием взаимодействия частиц при испускании и поглощении квантов излучения, приводящего к фазировке их рабиевских осцилляций. Если такое взаимодействие охватывает большое число частиц, сфазированность приводит к появлению макроскопической поляризации и к заметному увеличению скорости спонтанного распада.

В настоящей работе исследуется влияние кооперативных свойств сверхизлучательных систем на неупругое рассеяние нейтральных частиц. Достаточно хорошо изученный механизм взаимодействия таких частиц с атомами или молекулами среды позволяет наиболее просто выделить вклад кооперативных эффектов в процесс рассеяния.

В разделе 1 формируются общие принципы описания взаимодействия нейтральных частиц со средой, находящейся в поле собственного электромагнитного излучения. В разделах 2—4 исследуется неупругое рассеяние нейтронов и γ -квантов на сверхизлучательной системе, состоящей из двухатомных молекул.

1. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВНЕШНЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ СО СВЕРХИЗЛУЧАТЕЛЬНЫМИ СИСТЕМАМИ

Пусть энергия налетающих частиц такая, что резонансные процессы отсутствуют. При неупругом рассеянии изменение внутренних состояний частиц среды достаточно просто описывается, если она состоит из двухатомных молекул. В этом случае, рассматривая процесс неупругого рассеяния с малыми переданными импульсами можно воспользоваться адиабатическим приближением, что позволяет учитывать только изменение вращательно-колебательных состояний молекулы.

Представим гамильтониан процесса рассеяния нейтральных частиц системой молекул, взаимодействующих с общим полем излучения, в виде:

$$\hat{H} = \hat{H}_p + \hat{H}_{pm} + \hat{H}_F + \hat{H}_m + \hat{H}_{mF}, \quad (1)$$

где $\hat{H}_p, \hat{H}_F, \hat{H}_m$ — гамильтонианы налетающей частицы, свободного электромагнитно-

го поля и молекулы соответственно. \hat{H}_{pm} описывает взаимодействие между частицей и молекулой среды, \hat{H}_{mF} взаимодействие молекулы с электромагнитным полем. Будем считать молекулу двухуровневой системой. Тогда можно записать:

$$\begin{aligned} \hat{H}_F &= \sum_k \hbar \omega_k a_k^+ a_k; & \hat{H}_M &= \frac{\hbar \omega}{2} R_3; \\ \hat{H}_{int}^p &= \sum_{i=1}^N V(\vec{r} - \vec{r}_i); & (2) \\ \hat{H}_{mF} &= \sum_k (g_k R_k^+ a_k + g_k^* a_k^+ R_k^-), \end{aligned}$$

где N — число молекул в системе, $a_k^+(a_k)$ — оператор рождения (уничтожения) кванта поля с волновым вектором \vec{k} , $\hbar \omega = E_B - E_A$ — разность энергий между уровнями.

$$g_k = \sqrt{\frac{2\pi\hbar}{V\omega_k}} \langle \Psi_F | \hat{j} \vec{\epsilon} | \Psi_I \rangle,$$

\hat{j} — оператор плотности тока перехода в молекуле, $\omega_k, \vec{\epsilon}$ — частота и единичный вектор поляризации фотона, R_k^\pm, R_3 — коллективные операторы энергетического спина [2], $V(\vec{r} - \vec{r}_i)$ — оператор взаимодействия налетающей частицы с координатой \vec{r} с молекулой, центр масс которой имеет координату \vec{r}_i .

Ограничимся случаем однократного рассеяния. Тогда в борновском приближении матричный элемент процесса имеет вид:

$$M = V_g \langle \Psi_F | \sum_{j=1}^N \exp(i\vec{q}\vec{r}_j) | \Psi_I \rangle, \quad (3)$$

где $V_g = \int \exp(i\vec{q}\vec{r}) V(\vec{r}) d^3r$, \vec{r}_j — совокупность обобщенных координат, характеризующих положение j -й молекулы в пространстве и $\hbar\vec{q}$ — импульс, переданный молекуле налетающей частицей.

Будем рассматривать процесс рассеяния на среде, переведенной импульсом накачки в сверхизлучательное состояние. Так же, как и при рассмотрении процесса излучения, можно выделить рассеяние на сосредоточенной системе, у которой размеры много меньше длины волны λ , соответствующей электромагнитному переходу в молекуле, и рассеяние на протяженной системе с линейным размером $L \gg \lambda$.

Кооперативные свойства протяженных систем в значительной степени зависят от числа мод общего поля излучения, и наиболее ярко проявляются в одномодовом режиме. В многомодовом случае интерференция мод приводит к разрушению когерентности системы. Одномодовый режим с достаточной точностью реализуется в вытянутых образцах с числами Френеля $F = S / \lambda L \approx 1$ [8], где S — площадь излучающей поверхности, L — длина образца в направлении излучения. Если, следуя работе [2], ввести оператор энергетического спина

$$R_k^2 = \frac{1}{2} (R_k^+ R_k^- + R_k^- R_k^+) + \frac{1}{4} R_3^2,$$

то в одномодовом случае он будет сохраняющейся величиной. Тогда многочастичная волновая функция системы двухуровневых молекул представляется в виде когерентной суперпозиции состояний, в каждом из которых в возбужденном состоянии может находиться любая молекула:

$$\Psi = (C_N^k)^{-1/2} \sum \Psi_B(1) \dots \Psi_B(k) \Psi_A(k+1) \dots \Psi_A(N). \quad (4)$$

Здесь k — число молекул в возбужденном состоянии, C_N^k — число сочетаний из N по k , а суммирование ведется по всем возможным перестановкам частиц;

$$\Psi_{A(B)}(j) = \varphi_{A(B)}(\vec{\xi}_j) \exp(i\vec{k}(\vec{R}_j + \vec{R}_0)),$$

φ_A, φ_B — волновые функции молекулы в основном и возбужденном состоянии, $\vec{k} = \vec{n}\omega / c$, \vec{n} — единичный вектор в направлении излучения; \vec{R}_0 — координата произвольной точки внутри системы молекул, \vec{R}_j — координаты j -й молекулы относительно этой точки так, что $\vec{r}_j \equiv \vec{R}_0 + \vec{R}_j$. Таким образом, фазовые множители $\exp(i\vec{k}(\vec{R}_j + \vec{R}_0))$ учитывают неоднородность поля в среде. Подставляя (4) в (3), для матричного элемента неупругого рассеяния с девозбуждением одной из молекул получим

$$M = \frac{C_{N-1}^{k-1} V_q}{[C_N^k C_N^{k-1}]^{1/2}} \sum_{j=1}^N \exp[i(\vec{q} - \vec{k})(\vec{R}_j + \vec{R}_0)]. \quad (6)$$

Заметим, что в случае упругого рассеяния число способов образования конечного состояния равно единице и матричный элемент принимает вид:

$$M = \frac{V_q}{[C_N^k C_N^{k-1}]^{1/2}} \sum_{i=1}^N \exp[i(\vec{q} - \vec{k})(\vec{R}_i + \vec{R}_0)]. \quad (7)$$

Для сечения неупругого рассеяния получается следующее выражение

$$d\sigma = \frac{2\pi}{\hbar} |M|^2 dP_2 = \frac{(C_{N-1}^{k-1})^2 V_q^2}{C_N^k C_N^{k-1}} \left[N + 2 \sum_{i \neq j}^N \cos(\vec{q}_\perp \vec{R}_{ij}) \right] d^3 P_2, \quad (8)$$

где $\hbar \vec{q}_\perp$ — составляющая импульса $\hbar \vec{q}$ в плоскости, перпендикулярной \vec{k} , $\vec{R}_{ij} \equiv \vec{R}_i - \vec{R}_j$.

Если размер системы $L \geq R_{ij}$ удовлетворяет условию $q_\perp L \ll 1$, сечение рассеяния имеет острый максимум в направлении \vec{k} , пропорциональный N^2 . Очевидно, что при упругом рассеянии кооперативные эффекты отсутствуют.

2. РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ НА СИСТЕМЕ МОЛЕКУЛ

Будем рассматривать только ядерное рассеяние медленных нейтронов на двухатомных молекулах, описывая его потенциалом:

$$V(\vec{r}) = 2\pi \hbar^2 \sum_{v=1}^2 \frac{a_v}{m_v} \delta(\vec{r} - \vec{r}_v) \quad (9)$$

где a_v — длина рассеяния Ферми для v -го ядра, с которым взаимодействует нейтрон; m_v — приведенная масса нейтрона и ядра, \vec{r}, \vec{r}_v — радиус-векторы нейтрона и ядра соответственно.

Выбор потенциала в форме (9) позволяет представить волновые функции нейтрона в начальном и конечном состояниях в виде плоских волн. Тогда матричный элемент, соответствующий переходу системы молекул из начального состояния Ψ_I в конечное Ψ_F при взаимодействии с нейтроном, можно записать в виде:

$$M = \left\langle \Psi_F \left| \sum_{j=1}^N \sum_{v=1}^2 b_v \exp(i\vec{q}\vec{r}_{jv}) \right| \Psi_I \right\rangle, \quad (10)$$

где $\vec{q} = (\vec{P}_1 - \vec{P}_2) / \hbar$; \vec{P}_1, \vec{P}_2 — импульсы нейтрона в начальном и конечном состояниях, \vec{r}_{jv} — радиус вектор v -го атома в $-j$ -й молекуле, $b_v = a_v / m_v$.

Введем теперь \vec{R}_i — радиус-вектор центра масс i -й молекулы, $\vec{d}_i i$ — вектор равновесного положения атомов в молекуле и \vec{U}_i — вектор смещения ядер из положения равновесия. Тогда матричный элемент (10) запишется следующим образом:

$$M = \langle \Psi_F | \sum_{i=1}^N \{ b_2 \exp\{i\vec{q}[\vec{R}_i - \mu_2(\vec{d}_i + \vec{U}_i)]\} + b_1 \exp\{i\vec{q}[\vec{R}_i + \mu_1(\vec{d}_i + \vec{U}_i)]\} \} | \Psi_I \rangle, \quad (11)$$

где $\mu_{1,2} = M_{1,2} / (M_1 + M_2)$; M_1, M_2 — массы ядер атомов, входящих в состав молекулы.

Рассмотрим сначала неупругое рассеяние нейтрона на одной молекуле. Для определенности будем считать, что энергия молекулы при взаимодействии с нейтроном уменьшается, то есть происходит девозбуждение молекулы, и энергия нейтрона увеличивается на величину $\hbar\omega_o$ (ω_o — частота молекулярного перехода). Предположим также, что энергия $E_o = \hbar\omega_o$ соответствует возбужденному колебательному состоянию молекулы. Матричный элемент этого процесса тогда можно записать в виде

$$M_1 = \exp(i\vec{q}\vec{R}) \left\{ b_1 \exp(-i\mu_2\vec{q}\vec{d}) \langle \varphi_F | \exp(-i\mu_2\vec{q}\vec{U}) | \varphi_I \rangle + b_2 \exp(i\mu_1\vec{q}\vec{d}) \langle \varphi_F | \exp(i\mu_1\vec{q}\vec{U}) | \varphi_I \rangle \right\}, \quad (12)$$

где jI, jF — волновые функции соответственно начального и конечного состояния молекулы. Если переданный импульс $\hbar\vec{q}$ удовлетворяет условию $qU \ll 1$, то для (12) получим

$$M_1 = i \exp(i\vec{q}\vec{R}) \left\{ b_2\mu_1 \exp(i\mu_1\vec{q}\vec{d}) - b_1\mu_2 \exp(i\mu_2\vec{q}\vec{d}) \right\} \langle \varphi_F | \vec{q}\vec{U} | \varphi_I \rangle, \quad (13)$$

и сечение рассеяния принимает вид:

$$d\sigma_2 = 2\pi \left\{ (b_2\mu_1)^2 + (b_1\mu_2)^2 - 2b_1b_2\mu_1\mu_2 \cos(\vec{q}\vec{d}) \right\} \left| \langle \varphi_F | \vec{q}\vec{U} | \varphi_I \rangle \right|^2 \frac{d^3P_2}{(2\pi)^3}, \quad (14)$$

$$d^3P_2 = 2\pi P_2^2 dP_2 \sin\theta d\theta;$$

$$P_2^2 dP_2 = m_v \sqrt{2m_v E_2} dE_2,$$

где E_2 — конечная энергия нейтрона.

Используя для волновых функций начального и конечного состояния системы N молекул, взаимодействующих с общим полем электромагнитного излучения, выражение (4), матричный элемент однократного рассеяния нейтрона с девозбуждением молекулы можно записать в следующем виде:

$$M_N = \frac{C_{N-1}^{k-1}}{[C_N^k C_N^{k-1}]^{1/2}} \times \sum_{i=1}^N \left\{ \exp[i(\vec{q} - \vec{k})\vec{R}_i] (b_2\mu_1 - b_1\mu_2) \langle \varphi_F | \vec{q}\vec{U} | \varphi_I \rangle \right\}. \quad (15)$$

Если линейные размеры системы L удовлетворяют условию $qL, kL \ll 1$, то вводя обозначения:

$$C_1 = b_1\mu_2 \langle \varphi_F | \vec{q}\vec{U} | \varphi_I \rangle,$$

$$C_2 = b_2\mu_1 \langle \varphi_F | \vec{q}\vec{U} | \varphi_I \rangle,$$

соотношение (15) можно представить в виде:

$$M_N = i \frac{NC_{N-1}^{k-1}}{[C_N^k C_N^{k-1}]^{1/2}} (C_2 - C_1), \quad (16)$$

или

$$M_N = i(C_2 - C_1)[k(N - k + 1)]^{1/2}. \quad (17)$$

Заметим, что множитель в квадратных скобках можно записать в другом виде, вводя кооперационное число r и полуразность заселенностей $m = n_+ - n_-$. Полностью симметризованным начальным и конечным состояниям системы соответствует кооперационное число $r = N/2$. В этом случае (17) можно представить в виде:

$$M_N^{(n)} = i(C_2 - C_1)[(r - m)(r + m + 1)]^{1/2}. \quad (18)$$

При условии равенства заселенностей верхнего и нижнего уровней ($m = 0$)

$$M_N^{(n)} = i(C_2 - C_1) \left[\frac{1}{2} N \left(\frac{N}{2} + 1 \right) \right]^{1/2}, \quad (19)$$

что явно указывает на кооперативный характер процесса рассеяния.

Для протяженной системы в одномодовом случае матричный элемент, описывающий девозбуждение системы налетающим нейтроном, с учетом (16) принимает вид:

$$M = \frac{C_{N-1}^{k-1}}{[C_N^k C_N^{k-1}]^{1/2}} (C_2 - C_1) \sum_{j=1}^N \exp[i(\vec{q} - \vec{k})\vec{R}_j]. \quad (20)$$

Наличие фазовых множителей в (20) не позволяет представить это выражение в виде произведения матричного элемента неупругого рассеяния нейтрона на одной молекуле и независящего от координат молекул фактора. Модуль суммы в (20) может принимать значения от 1 до N .

Если представить \vec{q} в виде $\vec{q} = \vec{q}_\perp + \vec{q}_\parallel$, где $\vec{q}_\parallel = \frac{(\vec{q}\vec{k})\vec{k}}{k^2}$, то из (20) для случая $\vec{q}_\parallel - \vec{k} = 0$ получим

$$M = \frac{iC_{N-1}^{k-1}}{[C_N^k C_N^{k-1}]^{1/2}} (C_2 - C_1) \sum_{i=1}^N \exp(i\vec{q}_\perp \vec{R}_i). \quad (21)$$

Кроме того, при $q_\perp \ll 1/L$ это выражение совпадает с формулой (17), полученной

для сосредоточенного объема. Это объясняется тем, что в поперечном направлении размеры образца меньше длины волны общего поля излучения.

Пусть теперь θ_m — угол между векторами \vec{k} и \vec{U} . Тогда $\vec{q}\vec{U}$ можно представить в виде:

$$\vec{q}\vec{U} = P_2 U \cos \theta_1 - P_1 U \cos \theta_m,$$

где ось квантования направлена по вектору \vec{P}_1 и угол θ_1 связан с углом рассеяния θ соотношением

$$\cos \theta_1 = \cos \theta \cos \theta_m + \sin \theta \sin \theta_m \cos(\varphi - \varphi_m).$$

Поскольку в возникающем под действием мощного импульса накачки сверхизлучательном состоянии векторы дипольных моментов переходов различных молекул ориентированы в одном направлении [9], эффективное сечение рассеяния нейтрона на системе N молекул, взаимодействующих с общим полем излучения, принимает вид:

$$d\sigma_n = \frac{2\pi\hbar^2\omega^2}{c^2} m_v \sqrt{2m_v E_2} \frac{(C_N^{k-1})^2}{C_N^k C_N^{k-1}} \times \\ \times \left[N + 2 \sum_{i \neq j}^N \cos(\vec{q}_\perp \vec{R}_{ij}) \right] (b_2 \mu_1 - b_1 \mu_2)^2 \left| \langle \varphi_F | \vec{U} | \varphi_I \rangle \right|^2 \times \\ \times [\cos^2 \theta \cos^2 \theta_m + \sin^2 \theta \sin^2 \theta_m \cos^2(\varphi - \varphi_m)] \sin \theta d\theta d\varphi. \quad (22)$$

В том случае, когда поляризация накачки не фиксируется, угловое распределение рассеянных нейтронов определяется множителем

$$(\cos^2 \theta \cos^2 \theta_m + \frac{1}{2} \sin^2 \theta \sin^2 \theta_m) \sin \theta.$$

Видно, что сечение рассеяния растет с увеличением разности масс ядер, составляющих молекулу, и обращается в нуль для гомоядерных молекул.

Следует заметить, что условие $\vec{q} - \vec{k} = 0$ при рассеянии нейтронов не выполняется. Однако, кооперативные свойства в процессе рассеяния на сверхизлучательной системе содержащей большое число частиц, будут проявляться и в том случае, когда

$$q - k \ll 1/\rho, \quad (23)$$

где r — поперечный размер рассеивателя.

Так как переданный импульс

$$\hbar q = \sqrt{2m_v(E_2 + \hbar ck)} - \sqrt{2m_v E_2},$$

для тепловых нейтронов ($E_2 \sim 1$ эВ) условие (23) может быть выполнено лишь для частот ω_o , лежащих в радиодиапазоне ($\hbar\omega_o \sim 10^{-5} \div 10^{-6}$ эВ).

При неточном синхронизме в сечении рассеяния появляется множитель χ^2 , равный

$$\chi = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \exp(i\Delta n \vec{n} \vec{R}_j). \quad (24)$$

В том случае, когда образец имеет форму вытянутого цилиндра, χ имеет вид

$$\chi = 2 \frac{\sin(\Delta n_\parallel L/2)}{\Delta n_\parallel L/2} \cdot \frac{J_1(\Delta n_\perp \rho)}{\Delta n_\perp \rho}. \quad (25)$$

Здесь $\Delta n_\parallel, \Delta n_\perp$ — продольная (вдоль \vec{k}) и поперечная компоненты вектора $\vec{q} - \vec{k}$; $J_1(x)$ — функция Бесселя. Величину χ можно довольно просто оценить для образца, имеющего форму параллелепипеда с объемом $V = abL$ ($L > a, b$).

В этом случае

$$\chi = \frac{\sin(\Delta n_x a/2)}{\Delta n_x a/2} \cdot \frac{\sin(\Delta n_y b/2)}{\Delta n_y b/2} \cdot \frac{\sin(\Delta n_z L/2)}{\Delta n_z L/2}.$$

Считая условие (23) выполненным для рассеяния вперед, можно записать:

$$\chi \leq \frac{\sin[(q-k)L/2]}{(q-k)L/2}. \quad (26)$$

При числах Френеля $F \approx 1$ фактор χ в (26) может быть ограничен величиной не превышающей 0,1. Таким образом, сечение рассеяния оказывается уменьшенным на величину $\sim 2 \cdot 10^2$, что при достаточно большом значении N позволяет говорить о кооперативном поведении процесса рассеяния. Рассеяние медленных нейтронов на возбужденных молекулах, не находящихся в кооперативном состоянии, ранее рассматривалось в работе [11].

3. РАССЕЯНИЕ ФОТОНОВ НА МОЛЕКУЛАХ

Процессу рассеяния фотона на двухатомной молекуле во втором порядке теории возмущений соответствует матричный элемент

$$M_1^\gamma = \sum_\kappa \left[\frac{\langle F | \hat{H}_{\gamma_1} | \kappa \rangle \langle \kappa | \hat{H}_{\gamma_2} | I \rangle}{E_\kappa - E_i - \hbar\omega_1} + \frac{\langle F | \hat{H}_{\gamma_2} | \kappa \rangle \langle \kappa | \hat{H}_{\gamma_1} | I \rangle}{E_\kappa - E_i + \hbar\omega_2} \right]. \quad (27)$$

Здесь $|I\rangle, |F\rangle, |k\rangle$ — волновые функции начального конечного и промежуточного состояний электронов молекулы соответственно, $\omega_{1(2)}$ частота налетающего (рассеянного) фотона, а оператор \hat{H}_γ представлен в виде суммы операторов взаимодействия фотона с электронами молекулы:

$$\begin{aligned} \hat{H}_{\gamma_{1,2}} = & -\frac{e\mathcal{E}_{1,2}}{mc} \frac{1}{\sqrt{\omega_{1,2}}} \exp(i\vec{k}_{1,2}\vec{R}_o) \times \\ & \times \left\{ \exp(i\vec{k}_{1,2}\vec{r}\mu_2) \sum_{\alpha=1}^{z_1} \left[P_\alpha^\xi + \frac{m}{M_1} (\mu_1\vec{P}_o + \vec{p}) \exp(i\vec{k}_{1,2}\xi_\alpha) \right] + \right. \\ & \left. + \exp(-i\vec{k}_{1,2}\vec{r}\mu_1) \sum_{\alpha=1}^{z_2} \left[P_\alpha^\xi + \frac{m}{M_2} (\mu_2\vec{P}_o + \vec{p}) \exp(i\vec{k}_{1,2}\xi_\alpha) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (28)$$

где z_1, z_2 — заряды ядер; m — масса электрона $\vec{R}_o = (\vec{R}_1M_1 + \vec{R}_2M_2)/(M_1 + M_2)$ — радиус-вектор центра масс молекулы, $\vec{r} = \vec{R}_1 - \vec{R}_2$; $\vec{k}_{1,2}, \vec{e}_{1,2}$ — волновые векторы и единичные векторы поляризации падающего (индекс 1) и рассеянного (индекс 2) фотонов, $\xi_{1,2}^\alpha$ — радиус-вектор электрона в системе координат, связанной с центром атома. Суммирование в (28) проводится по всем электронам, входящим в состав молекулы. $\hat{P}_o, \hat{P}, \hat{P}_\alpha^\xi$ — операторы импульсов, действующие на координаты центра масс, относительную координату атомов в молекуле и на координату электрона. Пренебрегая в (28) членами, пропорциональными $m/M_{1,2}$, перепишем его в виде:

$$\begin{aligned} \hat{H}_{\gamma_{1,2}} = & -\frac{e}{mc} \frac{1}{\sqrt{\omega_{1,2}}} \exp(i\vec{k}_{1,2}\vec{R}_o) \times \\ & \times \left\{ \exp(i\vec{k}_{1,2}\vec{r}\mu_2) \sum_{\alpha=1}^{z_1} \vec{e}_{1,2} \hat{P}_\alpha^\xi \exp(i\vec{k}_{1,2}\xi_\alpha) + \right. \\ & \left. + \exp(-i\vec{k}_{1,2}\vec{r}\mu_1) \sum_{\alpha=1}^{z_2} \vec{e}_{1,2} \hat{P}_\alpha^\xi \exp(i\vec{k}_{1,2}\xi_\alpha) \right\}. \end{aligned} \quad (29)$$

В нашем случае движение ядер и электронов в молекуле можно считать независимыми, поэтому для волновых функций начального и конечного состояний молекулы можно воспользоваться приближением Борна—Опенгеймера, положив

$$\Psi_{F,I} = \exp(i\vec{K}_{1,2}\vec{R}_o) \Psi_N(\vec{r}) \Phi_n(\vec{\xi}_\alpha, \vec{r}), \quad (30)$$

где $\hbar\vec{K} \equiv \vec{P}$ — импульс центра масс молекулы, $\Psi_N(\vec{r})$ — описывает колебательно-вращательное состояние молекулы, $\Phi_n(\vec{\xi}_\alpha, \vec{r})$ — электронные волновые функции молекуляр-

ного терма, зависящие от координат электрона $\vec{\xi}_\alpha$ и от межъядерного расстояния \vec{r} как от параметров.

В выражении (27) энергия промежуточного состояния есть

$$E_\kappa = E_\kappa^e + E_\kappa^m + P_\kappa^2/2M, \quad (31)$$

где E_κ^e, E_κ^m — энергии, соответствующие электронным и молекулярным степеням свободы. Принимая во внимание, что энергии налетающего и рассеянного фотонов $\hbar\omega_{1,2} \gg E_\kappa^m, E_\kappa^e$, можно выполнить интегрирование по импульсу промежуточного состояния в (27). Получим:

$$\begin{aligned} M_1^\gamma = & \sum_{v,n} \left\{ \frac{\langle F | \hat{H}_{\gamma_1} | v, n \rangle \langle v, n | \hat{H}_{\gamma_2} | I \rangle}{E'_{v,n} - E_{v_i, n_i} - \hbar\omega_1} + \right. \\ & \left. + \frac{\langle F | \hat{H}_{\gamma_2} | v, n \rangle \langle v, n | \hat{H}_{\gamma_1} | I \rangle}{E'_{v,n} - E_{v_i, n_i} + \hbar\omega_2} \right\}. \end{aligned} \quad (32)$$

Здесь $\hbar\vec{q} = \hbar(\vec{k}_1 - \vec{k}_2)$ — импульс, переданный молекуле, v и n — совокупность квантовых чисел, описывающих ядерные и электронные степени свободы. Суммирование по v в (32) можно выполнить, если воспользоваться условием полноты волновых функций, а также тем, что $\hbar\omega_{1,2} \gg E_v^m - E_i^m$. Оставшаяся сумма по электронным промежуточным состояниям в случае упругого по отношению к электронным степеням свободы рассеяния выражается через зарядовые числа ядер атомов молекулы z_1 и z_2 [10] и представляется в виде:

$$\begin{aligned} M_1^\gamma = & \frac{e^2\hbar}{m\omega_1\omega_2} \left\{ z_1 \langle F | \exp(-i\vec{q}\vec{r}\mu_2) | I \rangle + \right. \\ & \left. + z_2 \langle F | \exp(i\vec{q}\vec{r}\mu_1) | I \rangle \right\}. \end{aligned} \quad (33)$$

Поскольку основной вклад в исследуемый процесс вносят столкновения с малым переданным импульсом, то, положив $qr \ll 1$, в (33) можно ограничиться только рассмотрением электрических дипольных переходов. В этом случае

$$M_1^\gamma = -\frac{ie^2\hbar}{m\omega_1\omega_2} \langle F | \vec{q}\vec{r} | I \rangle (\mu_2 z_1 - \mu_1 z_2). \quad (34)$$

Заметим, что при вычислении суммы по электронным промежуточным состояниям мы пренебрегали членами, содержащими быстроосциллирующий фактор $\exp[i(\vec{k}_1 + \vec{k}_2)\vec{r}]$.

Рассмотрим теперь фотон, взаимодействующий с системой молекул, заключенных в протяженный объем, причем k молекул находятся в возбужденном состоянии. Кооперативные свойства в процессе рассеяния здесь также будут проявляться в том случае, когда объем имеет вытянутую форму. Действительно, амплитуду неупругого рассеяния фотона с энергией $\hbar\omega \gg \hbar\omega_0$ при девозбуждении одной молекулы можно представить в виде:

$$M_N^\gamma = -\frac{ie^2\hbar}{m\omega(\omega + \omega_0)} \frac{C_{N-1}^{k-1}}{[C_N^k C_N^{k-1}]^{1/2}} (\mu_2 z_1 - \mu_1 z_2) \times \langle \varphi_F | \vec{q}\vec{r} | \varphi_I \rangle \sum_{i=1}^N \exp[i(\vec{q} - \vec{k})\vec{R}_i]. \quad (35)$$

Когерентные свойства процесса неупругого рассеяния проявляются здесь в направлении $\vec{q} - \vec{k} = 0$, т.е. в том случае, когда выполняется условие пространственного синхронизма, хорошо известное в нелинейной оптике.

Следует заметить, что когерентные эффекты в неупругом рассеянии электромагнитного излучения изучались ранее. Примером может служить эффект когерентного антистоксова рассеяния света (КАРС), в котором когерентность образуется за счет взаимодействия среды с опорным импульсом. Основным отличием рассеяния фотонов на сверхизлучательных системах является возможность реализации эффекта в равновесных условиях. Известно [12], что коллективизированное состояние сверхизлучательного типа в системе молекулы — излучение возникает при понижении температуры вследствие фазового перехода второго рода, в то время как в КАРС определяющую роль играет нестационарный характер среды рассеивателя.

Такое отличие обуславливает и различный механизм процессов рассеяния. При КАРС генерация антистоксовой компоненты происходит в результате нелинейного взаимодействия четырех полей [5]. В случае же рассеяния γ -квантов на среде, находящейся в сверхизлучательном состоянии, благодаря наличию общего когерентного состояния излучения и вещества γ -квант передает импульс не одной конкретной молекуле, а всему ансамблю молекул в целом.

Дифференциальное сечение рассеяния с

учетом зависимости величины переданного импульса от угла рассеяния принимает вид:

$$d\sigma_N^\gamma = \frac{e^2}{m^2} \frac{\omega^4}{c^3} \frac{\Gamma_0}{\omega_0^3} \frac{(C_{N-1}^{k-1})^2}{C_N^k C_N^{k-1}} (\mu_2 z_1 - \mu_1 z_2)^2 \times \langle \varphi_F | \vec{r} | \varphi_I \rangle^2 \left[N + 2 \sum_{i \neq j}^N \cos(\vec{q}_\perp \vec{R}_{ij}) \right] \times \left(\cos^2 \theta \cos^2 \theta_m + \frac{1}{2} \sin^2 \theta \sin^2 \theta_m \right) \times \sin^2(\theta/2) \sin \theta d\theta, \quad (36)$$

где G_0 — радиационная ширина возбужденного уровня изолированной молекулы.

Это соотношение получено для случая, когда поляризационное состояние накачки не фиксируется. В противном случае угловой фактор будет таким же, как и в (22).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как следует из формул (22) и (36), сечение неупругого рассеяния нейтральных частиц на системе молекул, находящейся в сверхизлучательном состоянии, с девозбуждением молекулы ансамбля может носить кооперативный характер. Рассмотренный механизм возникновения когерентности обусловлен только взаимодействием молекул с общим полем излучения, поскольку не учитывает взаимодействия рассеиваемых частиц с этим полем. Не рассматривалась также динамика сверхизлучательной системы, а именно, предполагалось, что время пролета частицей образца меньше времени спонтанного распада системы.

Анализ показывает, что для угловых распределений рассеянных частиц в обоих случаях имеются острые максимумы в области малых углов рассеяния.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лизин И.М., Михвиладзе Т.М., Шелепин Л.А. // Труды ФИАН. 1976. Т. 87, С. 21.
2. Андреев А.В., Емельянов В.И., Ильинский Ю.А. // УФН. 1980. Т. 131, С. 653.
3. Круглик Г.С. // Оптика и спектроскопия. 1965. Т. 19, С. 171.
4. Раутиан С.Г., Чернобород Б.М. // ЖЭТФ. 1977. Т. 72, С. 1343.
5. Венкин Г.В., Ильинский Ю.А., Мкоян А.С. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93, С. 838.
6. Баткин И.С., Алмалиев А.Н. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88, С. 1958.

7. Алмалиев А.Н., Баткин И.С., Долгополов М.А. // Ядерная физика. 1989. Т. 50. С. 743.
8. Трифонов Е.Д., Зайцев А.И., Маликов Р.Ф. // ЖЭТФ. 1979. Т. 76, С. 65.
9. Андреев А.В., Емельянов В.И., Ильинский Ю.А. // Кооперативные явления в оптике. М.: Наука, 1988, § 5.7.
10. Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. // Квантовая электродинамика. М.: Наука. 1980, § 5.9.
11. Зарецкий Д.Ф., Ломоносов В.В., Солдатов В.А. // Ядерная физика. 1983. Т. 38, С. 1012.
12. Нерр К., Либ Е.Н. // Ann. d. Phys. 1973. V. 76, P. 360.