УДК 535.39

О СТЕПЕНИ КОГЕРЕНТНОСТИ РАССЕЯННОГО СВЕТА

Б. А. Сотский и *В. Я. Анисимов*

В работе [1] для определенной модели корреляционной функции (функции когерентности) выяснено, как меняется интенсивность рассеяного света в зависимости от степени когерентности падающего излучения. Целью настоящей статьи является исследование влияния степени когерентности падающего излучения на когерентность рассеянного света.

Как и в [1], функция когерентности исходного квазимонохроматического излучения берется в виде

$$\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau) = A J_0 \left(\frac{\sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2}}{\alpha} \right) e^{\{ih(z_1 - z_2) - i\bar{\omega}\tau\}}, \tag{1}$$

где J_0 — функция Бесселя нулевого порядка, α — интервал когерентности, h — постоянная распространения вдоль оси z, A — средняя интенсивность излучения, не зависящая от координат. Параметры α, h и среднее волновое число $\bar{k}$ связаны вытекающими из волнового уравнения соотношением

$$\bar{k}^2 = \frac{1}{\alpha^2} + h^2. \tag{2}$$

Модуль степени когерентности рассеяного света вычисляется по формуле (см. [1, 2])

$$|\gamma_{\text{рас.}}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau)| = \frac{|\Gamma_{\text{рас.}}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau)|}{\sqrt{\Gamma_{\text{рас.}}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_1, 0)\, \Gamma_{\text{рас.}}(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_2, 0)}}. \tag{3}$$

Знаменатель выражения (3) уже вычислен в работе [1].

Подставляя (1) в (3) и предполагая гауссовый характер корреляционной функции флуктуаций показателя преломления, можно в явном виде вычислить степень когерентности рассеянного света (см. также [1]). Структура получающейся формулы такова, что первые три множителя зависят только от формы и размеров рассеивающего объема. Статистические свойства излучения и среды входят в остальные множители. Нас интересуют именно последние. Поэтому естественно исследовать отношение $\left| \dfrac{\gamma_{\text{рас.}}}{\gamma_{\text{рас.}}^{\text{ког.}}} \right|$, которое получается равным

$$\left| \frac{\gamma_{\text{рас.}}}{\gamma_{\text{рас.}}^{\text{ког.}}} \right| = \frac{1 + I_0\left(\frac{\beta^2}{2\alpha} \sin\theta\right) \exp\left\{-\frac{\beta^2}{4} \sin^2\theta\right\}}{\sqrt{I_0\left(\frac{\beta^2}{2\alpha} \sin\theta\right)}} \times$$

$$\times \frac{\exp\left\{\frac{\beta^2}{4}(\cos\Theta - 1)\left(1 - \sqrt{1 - \frac{1}{\alpha^2}}\right)\right\} + \exp\left\{\frac{\beta^2}{4}(1 - \cos\Theta)\left(\cos\Theta - \sqrt{1 - \frac{1}{\alpha^2}}\right)\right\}}{\left(1 + \exp\left\{-\frac{\beta^2}{4}(1 - \cos\Theta)^2\right\}\right)\left(1 + \exp\left\{-\frac{\beta^2}{4} \sin^2\Theta\right\}\right)}. \tag{4}$$

Здесь $|\gamma_{\text{рас.}}^{\text{ког.}}|$ — модуль степени когерентности рассеянного света при полностью когерентном падающем излучении ($\alpha = \infty$); принято, что одна из двух рассеянных волн, когерентность между которыми исследуется, распространяется параллельно оси Oz, вторая — в плоскости xz под углом Θ к оси z. Интервал когерентности α и корреляционный интервал флуктуаций показателя преломления β измерены в единицах $1/\bar{k}$, I_0 — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка.

Из формулы (4) ясно, что при небольших углах θ и малых корреляционных интервалах β это отношение будет очень близким к единице, т. е. когерентность рассеянного света не будет зависеть от степени когерентности падающего света. При значительных (но все же удовлетворяющих условию $2a \gg \beta$, $2a$ — линейный размер рассеивающего объема) отношение (4) может значительно отличаться от единицы, особенно при больших углах θ. Например, при $\beta=2$, $\Theta = \pi/_2$ и $\alpha = 1$ (некогерентный случай) это отношение $\simeq 0.89$, но уже для $\beta=4$ при том же α оно составляет 0.41.

Интересно было бы сравнить полученные выводы с опытом. Однако экспериментальные работы, в которых исследовалась бы когерентность рассеянного света в зависимости от степени когерентности падающего излучения, отсутствуют. В то же время существует немало работ (см., например, [3, 4]), где проводится сравнение характеристик рассеянного света при освещении объекта: «некогерентным» и когерентным (лазерным) светом. В этих работах под «некогерентным» светом на самом деле понимается излучение, когерентное только в первом порядке. Интенсивность (см. [1, 2]) и степень когерентности рассеянного света [формула (3) и (4)] определяются функцией когерентности первого порядка падающего света. Эта функция в случае когерентности этого же порядка факторизуется [5] вне зависимости от того, каким был свет: лазерным или нет. Поэтому вообще говоря, неудивительно, что в эксперименте никакого существенного различия в характере рассеяния не было обнаружено [3, 4].

Литература

[1] Б. А. Сотский. Опт. и спектр., *24*, 979, 1968.
[2] M. J. Beran, G. B. Parrent. Theory of Partial Coherence. Prentice Hall, inc. Englewood, 1964.
[3] R. F. Hopfield. Appl. Opt., *6*, 170, 1967.
[4] Т. Л. Торопова, Л. Л. Слободкина Тр. астрофиз. инст. АН КазССР, *13*, 82, 1969.
[5] Дж. Клаудер, Э. Сударшан. Основы квантовой оптики. М., 1970.

Поступило в Редакцию 23 сентября 1972.

УДК 539.143.

О ВОЗМОЖНОСТИ СОПОСТАВЛЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ЯМР С ДАННЫМИ ОПТИЧЕСКОЙ И НЕЙТРОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Р. М. Юльметьев

Вопрос о сопоставимости результатов экспериментов ЯМР в конденсированных средах с информацией, предоставляемой оптическими и нейтронными спектрами, обсуждался в последние годы (см., например, дискуссию на Международной конференции по неупругому рассеянию нейтронов [1]). Хотя определенная связь между этими видами спектроскопии интуитивно угадывалась довольно давно, до сих пор не было ясно, как это может конкретно проявиться. В данном сообщении показано, что релаксационные параметры ЯМР — скорости релаксации ядер T_1^{-1} и T_2^{-1} — в жидкости связаны с законом некогерентного рассеяния $S_s(k, \omega)$, непосредственно измеряемой величиной в оптической [2] и нейтронной [3] спектроскопии.

Рассматриваются только межмолекулярные механизмы ядерной магнитной релаксации спинов, когда возмущение описывается двухчастичными взаимодействиями

$$\hat{H} = \sum_\beta \hat{H}'_\beta = \sum_\beta \sum_{i \neq j} J_\beta (\hat{\mathbf{I}}_i, \hat{\mathbf{I}}_j)\, P_\beta (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j), \tag{1}$$

где β — компонента возмущения $\hat{H}'_\beta$ включает оператор спинов $J_\beta(\hat{\mathbf{I}}_i, \hat{\mathbf{I}}_j)$, осциллирующий с частотой $\beta\omega_0$ ($\hbar\omega_0$ — радиочастотный квант), P_β — решеточный оператор, $\mathbf{I}_i$ и $\mathbf{r}_i$ — оператор спина и радиус-вектор i-й частицы. Ранее [4] автором на основе теории Кубо и Томиты [5] были найдены выражения для T_1^{-1} и T_2^{-1} в следующей форме:

$$T_{\alpha+1}^{-1} = \sum_\beta \sigma_{\alpha\beta}^2 \tau'_{\alpha\beta}, \quad \tau'_{\alpha\beta} = \mathrm{Re} \int\limits_0^\infty dt e^{i\beta\omega_0 t} f_{\alpha\beta}(t), \quad \alpha = 0{,}1, \tag{2}$$

$$\sigma_{\alpha\beta}^2 = \frac{3}{1+\alpha} \frac{S_\beta(q)}{I(I+1)(2I+1)} \langle |[J_\beta(\hat{\mathbf{I}}), \hat{\mathbf{I}}_\alpha]|^2 \rangle, \tag{3}$$

$$S_\beta(q) = n \int d\mathbf{r} g(\mathbf{r}) |P_\beta(\mathbf{r})|^2 + n^2 \int d\mathbf{r} d\mathbf{r}' g_3(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \mathbf{r} - \mathbf{r}') \times P_\beta(\mathbf{r}) P_\beta^*(\mathbf{r}'), \tag{4}$$

$$f_{\alpha\beta}(t) = \frac{1}{N S_\beta(q)} \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} R_{\mathbf{k}}^\beta R_{\mathbf{k}'}^{\beta *} \Big\langle \sum_{i \neq j} \sum_{i \neq j'} \exp\{i[\mathbf{k}\mathbf{r}_{ijt} - \mathbf{k}'\mathbf{r}_{ij'0}]\} \Big\rangle. \tag{5}$$

В (2)—(5) $S_\beta(q)$ — решеточная часть статических моментов $\sigma_{\alpha\beta}^2$, $n = N/V$ — число частиц в единице объема, $g(\mathbf{r})$ — радиальная функция распределения (РФР) частиц, g_3 — равновесная трехчастичная коррелятивная функция, а величины

$$R_k^\beta = \frac{1}{V} \int d\mathbf{r} e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}} P_\beta(\mathbf{r}) \tag{6}$$