Полученные данные показывают, что характер внутри- и межмолекулярного взаимодействий, приводящих к возникновению ОА в кристаллах, достаточно сложен, однако для указанного типа соединений модель асимметричного центра, предложенная ранее [1], является приемлемой.

Литература

[1] В. А. Кизель, Ю. И. Красилов, В. И. Бурков, В. А. Мадий, З. М. Алиханова. Опт. и спектр., *27*, 635, 1969.
[2] В. А. Кизель, В. И. Пермогоров. Опт. и спектр., *10*, 541, 1960.
[3] В. А. Кизель, Ю. И. Красилов, В. Н. Шамраев. ФТТ, *3*, 19, 1967.
[4] В. А. Кизель, В. М. Костровский, В. Н. Шамраев. ПТЭ, *1*, 160, 1967.
[5] В. И. Бурков, В. А. Кизель, Ю. И. Красилов, В. А. Мадий, З. М. Алиханова. Изв. АН ССР, сер. физ., *34*, 572, 1970.
[6] К. Джерасси. Дисперсия оптического вращения. ИЛ, М., 1962.
[7] К. А. Карпов. Таблицы функции $w(z)=e^{-z^2}\int\limits_z^0 e^{x^2}dx$ в комплексной области. М., 1954.
[8] М. Сиенко, Р. Плейн, Р. Хестер. Структурная неорганическая химия. Изд. «Мир», М., 1968.

Поступило в Редакцию 22 ноября 1971 г.

УДК 535.36

ФАЗОВЫЕ СООТНОШЕНИЯ В СВЕТЕ, РАССЕЯННОМ НА ФЛУКТУАЦИЯХ ПЛОТНОСТИ В ЧИСТЫХ ЖИДКОСТЯХ

А. Н. Махлин и *Г. В. Скроцкий*

При теоретическом и экспериментальном исследовании фазовых переходов обычно основное внимание уделяется рассмотрению корреляционных характеристик многочастичных систем. Основная информация о них извлекается из экспериментов по рассеянию света, рентгеновских лучей или нейтронов. Появление лазеров — источников когерентного излучения возбудило интерес к изучению не только угловых и спектральных, но и фазовых соотношений в рассеянном свете. В [1] была измерена температурная и координатная зависимости функции пространственной когерентности первого порядка света, рассеянного в жидкой бинарной смеси вблизи температуры расслоения, и обнаружено, что по мере приближения к критической точке степень пространственной когерентности возрастает. Авторы полагают, что из результатов их экспериментов можно получить новую дополнительную информацию о внутренней структуре среды.

В настоящей работе находится функция пространственной когерентности первого порядка для света, рассеянного вблизи критической точки чистой жидкости.

Пусть падающее на чистую жидкость линейно поляризованное излучение вызывает в ней поляризацию

$$P(\mathbf{r},\ t) = \mathscr{P}(\mathbf{r})\, e^{i(\mathbf{kr}-\omega t)}. \tag{1}$$

Будем считать, что объем рассеивающей среды достаточно велик, для того чтобы зависящие от координат функции можно было представлять не рядом, а интегралом Фурье. Кроме того, предположим, что точка наблюдения рассеянного света находится на расстоянии, значительно превышающем размеры рассеивающей области. Тогда, как известно [2], напряженность электрического поля рассеянного света в точке r равна

$$E_s(\mathbf{r}) = k^2 \frac{e^{-i\mathbf{k}'\mathbf{r}}}{r} \sin\theta\, \mathscr{P}(\mathbf{q}), \tag{2}$$

где $k=|\mathbf{k}|=|\mathbf{k}'|=\omega/c$, вектор $\mathbf{k}'$ направлен к точке наблюдения, θ — угол между направлениями поляризации и наблюдения, $\mathbf{q}=\mathbf{k}'-\mathbf{k}$, а

$$\mathscr{P}(\mathbf{q}) = \int \mathscr{P}(\mathbf{r})\, e^{-i\mathbf{qr}}\, d\mathbf{r}, \quad \mathscr{P}(\mathbf{r}) = \int \mathscr{P}(\mathbf{q})\, e^{i\mathbf{qr}} \frac{d\mathbf{q}}{(2\pi)^3}.$$

Вблизи критической точки можно с достаточной точностью пренебречь анизотропией поляризуемости молекул, т. е. считать, что флуктуации электрической поляризации среды определяются флуктуациями плотности числа частиц $n(\mathbf{r})$, но не температуры. В этом случае

$$\mathscr{P}(\mathbf{r}) = \alpha n(\mathbf{r})\, \mathscr{E}(\mathbf{r}), \tag{3}$$

где α — средняя поляризуемость молекулы, а $\mathscr{E}(\mathbf{r})$ — амплитуда действующего поля в среде.

С помощью (2) и (3) построим корреляционную функцию первого порядка напряженности поля рассеянного света

$$\Gamma_{ss}^{(1)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \langle E_s(\mathbf{r}_1) E_s^*(\mathbf{r}_2)\rangle = k^4 \sin\theta_1 \sin\theta_2 \frac{e^{-i(\mathbf{k}_1'\mathbf{r}_1 - \mathbf{k}_2'\mathbf{r}_2)}}{r_1 r_2} \Pi(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2), \tag{4}$$

где знак $\langle\ldots\rangle$ означает усреднение по ансамблю рассеивающих центров, а

$$\Pi(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2) = \alpha^2 \int \mathscr{E}(\mathbf{r}') \mathscr{E}(\mathbf{r}'') \langle n(\mathbf{r}') n(\mathbf{r}'')\rangle e^{-i(\mathbf{q}_1\mathbf{r}' - \mathbf{q}_2\mathbf{r}'')} d\mathbf{r}' d\mathbf{r}''. \tag{5}$$

Функция корреляции плотности числа частиц неоднократно вычислялась [3]

$$\langle n(\mathbf{r}') n(\mathbf{r}'')\rangle = \langle n(\mathbf{r}')\rangle \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}'') + \langle n(\mathbf{r}')\rangle \langle n(\mathbf{r}'')\rangle g(s),$$

где $\mathbf{s} = \mathbf{r}' - \mathbf{r}''$, а $g(s)$ — радиальная двухчастичная функция распределения.

Теперь, согласно (5), имеем

$$\Pi(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2) = \alpha^2 \int \mathscr{E}^2(\mathbf{r}) \langle n(\mathbf{r})\rangle e^{-i(\mathbf{q}_1 - \mathbf{q}_2)\mathbf{r}} d\mathbf{r} +$$

$$+ \alpha^2 \int \langle n(\mathbf{r})\rangle \langle n(\mathbf{r} - \mathbf{s})\rangle \mathscr{E}(\mathbf{r}) \mathscr{E}(\mathbf{r} - \mathbf{s}) g(\mathbf{s}) e^{-i(\mathbf{q}_1 - \mathbf{q}_2)\mathbf{r}} e^{-i\mathbf{q}_2\mathbf{s}} d\mathbf{r} d\mathbf{s}. \tag{6}$$

Пусть среда однородна и однородно поляризована, т. е. $\langle n(\mathbf{r})\rangle = \bar{n}$, $\mathscr{E}(\mathbf{r}) = \mathscr{E}$, тогда

$$\Pi(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2) = \alpha^2 \mathscr{E}^2 (\bar{n} + \bar{n}^2 g(\mathbf{q}_2)) \delta(\mathbf{q}_1 - \mathbf{q}_2), \tag{7}$$

где

$$g(\mathbf{q}) = \int g(\mathbf{s}) e^{-i\mathbf{q}\mathbf{s}} d\mathbf{s} = 4\pi \int_0^\infty g(s) \frac{\sin qs}{qs} s^2 ds. \tag{8}$$

Таким образом, если однородная среда поляризуется плоской волной, то в рассеянном свете корреляционные эффекты первого порядка отсутствуют. Это понятно из следующих соображений. Если изменение свободной энергии жидкости, вызванное флуктуациями плотности, выразить через Фурье-амплитуды поля флуктуаций по плоским волнам, то получим сумму квадратов модулей Фурье-амплитуд [4]. С точки зрения термодинамической теории флуктуаций это означает, что парциальные волны разложения статистически независимы. Следовательно, статистически независимыми будут и рассеянные на парциальных волнах плотности электромагнитные волны. На это обстоятельство уже обращалось внимание в работе [5].

Если в выражении (8) разложить $\sin qs/qs$ в ряд по малому параметру qs, то (7) перейдет в классическую формулу Орнштейна и Цернике [2], которая предсказывает рост интенсивности рассеянного света при приближении к критической точке.

Предположим, что плотность рассеивающей среды распределена однородно. Это справедливо, однако, только в случае малых интенсивностей поля $\mathscr{E}$ и не слишком близко к критической точке, так как вблизи критической точки сжимаемость жидкости сильно возрастает, и следовательно, даже небольшие пондеромоторные силы, действующие со стороны неоднородного электрического поля, могут заметно изменить распределение плотности. Для вычисления разложим теперь функцию $\mathscr{E}(r)$, входящую в (6), в интеграл Фурье и преобразуем все выражение к виду:

$$\Pi(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2) = \alpha^2 \int \frac{d\varkappa}{(2\pi)^3} \mathscr{E}(\varkappa + \mathbf{q}_1) \mathscr{E}(\varkappa + \mathbf{q}_2) \left(\bar{n} + \bar{n}^2 4\pi \int_0^\infty g(s) \frac{\sin \varkappa s}{\varkappa s} s^2 ds\right). \tag{9}$$

Подставляя (9) в (4), получим искомую корреляционную функцию первого порядка для рассеянного света. Сравнивая формулы (9) и (7), (8) видим, что эта функция полностью определяется распределением интенсивности рассеянного света, которое имеет место при освещении плоской волной, и распределением возбуждающего поля $\mathscr{E}(r)$. Следовательно, (9) не несет никакой дополнительной информации о функции распределения молекул в жидкости.

Примем, что возбуждающее световое поле описывается цилиндрическим гауссовым пучком, направленным вдоль оси z. Тогда

$$\mathscr{E}(\varkappa) = \mathscr{E}_0 \delta(\varkappa_z) e^{-\frac{1}{2}(\varkappa_x^2 + \varkappa_y^2)\sigma^2},$$

где σ — расстояние от оси, на котором интенсивность убывает в e раз. Эта функция быстро убывает с ростом $\varkappa$. Поэтому, как видно из (9), корреляция рассеянного света быстро падает с ростом q_1, q_2, т. е. при увеличении угла рассеяния. Кроме того, ясно, что основной вклад в корреляцию рассеянного света дают те составляющие спектра флуктуаций, длина волны которых сравнима с σ. Неучет этого обстоятельства может привести к неверному выводу об аномально большом радиусе корреляции плотности.

Заметим, что для малых q_1 и q_2 (9) переходит в аналог формулы Орнштейна и Цернике и описывает рост корреляции первого порядка рассеянного света при приближении к критической точке.

В эксперименте [1] падающий свет E_0 не отделялся от рассеянного E_s и измерялась функция пространственной когерентности

$$\Gamma^{(1)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \Gamma^{(1)}_{ss}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) + \Gamma^{(1)}_{s0}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) + \Gamma^{(1)}_{0s}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) + \Gamma^{(1)}_{00}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2),$$

где

$$\Gamma^{(1)}_{s0} = \langle E_s(\mathbf{r}_1) E_0^*(\mathbf{r}_2)\rangle, \quad \Gamma^{(1)}_{0s} = \langle E_0(\mathbf{r}_1) E_s^*(\mathbf{r}_2)\rangle,$$
$$\Gamma^{(1)}_{00} = \langle E_0(\mathbf{r}_1) E_0^*(\mathbf{r}_2)\rangle.$$

Очевидно, что последние три функции зависят только от распределения поля освещающего объект света и распределения средней плотности среды и не связаны с корреляторами плотности, т. е. функциями распределения. Их вклад в общую корреляционную функцию только затрудняет интерпретацию результатов корреляционных измерений. Последнее имеет место, в частности, и в эксперименте [1], поскольку в нем в качестве опорного брался не пучок постоянной интенсивности, а свет, прошедший через исследуемый объект. По мере приближения к критической точке его интенсивность падает практически до нуля. Новую информацию о структуре среды могут дать только измерения когерентности высших порядков [6].

Литература

[1] Г. М. Драбкин, В. В. Клюбин, А. И. Сибилев. Письма в ЖЭТФ, *12*, № 11, 1970; Препринт ЛФТИ, 1970.
[2] М. А. Леонтович. Статистическая физика, Гостехиздат, М., 1944.
[3] А. Мюнстер. Теория флуктуаций. В сб. «Термодинамика необратимых процессов», ИЛ, М., 1962.
[4] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Статистическая физика. Изд. «Наука», М., 1964.
[5] Л. Н. Овандер. Опт. и спектр., *15*, 281, 1970.
[6] А. Н. Махлин. ЖЭТФ, *62* 901, 1972.

Поступило в Редакцию 7 декабря 1971 г.

УДК 539.184

СПИНОВАЯ РЕЛАКСАЦИЯ ОПТИЧЕСКИ ОРИЕНТИРОВАННЫХ АТОМОВ Hg^{199}, Hg^{201} В ПРИСУТСТВИИ НЕОДНОРОДНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

И. Е. Гринько, А. Н. Кузнецова, П. С. Овчаренко, Б. И. Винтенков и *Ю. М. Петухов*

В работе [1] экспериментально установлена зависимость поперечного времени релаксации T_2 от абсолютной неоднородности магнитного поля ΔH для оптически ориентированных атомов Hg^{199} малой плотности при условии $\omega_0 \tau \ll 1$, где $\omega_0 = \gamma H_0$, τ — среднее время пролета атомов между стенками ячейки, и проведено сравнение результатов эксперимента с теорией. Ниже описан эксперимент по определению зависимости поперечных времен релаксации от ΔH оптически ориентированных атомов Hg^{199}, Hg^{201} в области слабого поля H_0, удовлетворяющего условию $\omega_0 \tau \ll 1$. Методом регистрации состояния атомной системы с помощью поперечного эффекта Фарадея [2] для каждого изотопа снимались временные зависимости сигналов свободной прецессии U_c поперечных намагниченностей $M_\perp^{199}$, $M_\perp^{201}$ при различных контролируемых уровнях неоднородности магнитного поля ΔH в объеме ячейки. Времена T_2 определялись из этих зависимостей с учетом экспоненциального характера релаксации $M_\perp^{199}$, $M_\perp{}^{201}$ (рис. 1). При снятии экспериментальных точек регистрирующий луч открывался лишь на время, достаточное для измерения. Это делалось с целью уменьшения влияния на T_2 неполностью отфильтрованных резонансных компонент в регистрирующем луче. Погрешность измерений T_2 для Hg^{199} была не хуже 6%, а для Hg^{201} — 13%. Поле H_0 напряженностью 0.2 э создавалось сферической катушкой [3] с внутренним диаметром 135 мм. Катушка помещалась в четырехслойный сферический экран с коэффициентом экранирования $K = 10^4$. Неоднородность остаточного поля экрана в объеме ячейки не превышала $3 \cdot 10^{-5}$ а. В этих условиях при температуре 200° С времена релак-