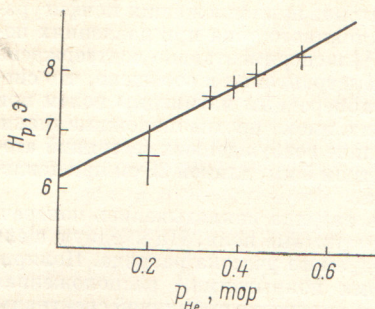


Несколько сложнее обстоит дело с сигналом на линии 5016 Å. Уровень 3^1P_1 , с которого испускается эта линия, связан резонансным переходом с основным состоянием, поэтому его характеристики искажены пленением резонансного излучения. При воздействии столкновений и пленения излучения зависимость измеренного времени жизни от давления газа нелинейна, поэтому экстраполяция к нулевому давлению затруднена. Этим и можно объяснить полученное нами с помощью линейной экстраполяции (см. рисунок) отклонение измеренного времени жизни ($\tau_{изм.} = 5.3$ нсек.) от вычисленного теоретически [5] и измеренного методом луч — фольга [6] (1.7 нсек.). Очевидно, пленение излучения является причиной большого разброса измерений времени жизни этого уровня другими методами, в частности методом задержанных совпадений ($\tau = 9$ нсек. [7], 60 нсек. [8], 72 нсек. [9]). Зависимость времени жизни от давления в этом случае определяется влиянием пленения резонансного излучения на населенность исследуемого уровня.



Экстраполяция положения экстремума экспериментального сигнала на линии 5016 Å H_p к нулевому давлению гелия в трубке.

где $\Gamma = 1/2\pi\tau$, $\Omega = \gamma H$, α — параметр, учитывающий влияние пленения излучения на ширину регистрируемого контура

$$\alpha = 0.7 \frac{W_p}{W_p + W_H} \left\{ \begin{matrix} 1 & 1 & 2 \\ J_1 & J_1 & J_0 \end{matrix} \right\}^2 \left\{ \begin{matrix} 1 & 1 & 0 \\ J_1 & J_1 & J_0 \end{matrix} \right\}^{-2}, \quad (2)$$

W_p , W_H — вероятности резонансного и исследуемого переходов, $J_{1,0}$ — полные моменты уровней 3^1P_1 , 1^1S_0 соответственно.

Приведенные формулы позволяют получить из измеренного времени $\tau_{изм.} = 1/2\pi\Gamma_2 = 5.3$ нсек., $\Gamma_2 = \Gamma(1-\alpha)$ время радиационного распада $\tau_{рад.} = \tau_{изм.}(1-\alpha) = 1.7$ нсек. Это исправленное время жизни хорошо согласуется с данными наиболее надежных экспериментов [8] и с рассчитанными теоретически [5].

Авторы благодарят Р. И. Семенова за помощь.

Литература

- [1] Х. Калдас, М. Чайка. Опт. и спектр., 27, 694, 1969.
- [2] С. G. Carrington, A. Cooney. Optics Communications, 1, 115, 1969.
- [3] Ч. Пул. Техника ЭПР-спектроскопии. Изд. «Мир», 1970.
- [4] С. W. T. Chien et al., Canad. J. Phys., 50, 116, 1972.
- [5] A. H. Gabriel, D. W. O. Heddle, Proc. Roy. Soc., A258, 124, 1960.
- [6] I. Martinson et al., J. Opt. Soc. Am., 60, 352, 1970.
- [7] А. Л. Ошерович, Я. Ф. Веролайн. Опт. и спектр., 24, 162, 1968.
- [8] L. Allen et al., J. Opt. Soc. Am., 59, 842, 1969.
- [9] W. P. Pendleton Jr., R. H. Hughes. Phys. Rev., 138A, 683, 1965.

Поступило в Редакцию 7 августа 1972 г.

ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ СВЕРХВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ

УДК 535.317.1

М. Л. Гурари, Г. И. Рукман и В. К. Сахаров

В настоящее время при исследовании статистических характеристик светорассеивающих сред находит применение спектроскопия рассеянного излучения — измерение уширения спектра, обусловленного случайной временной модуляцией рассеянных волн. Использование высокостабилизированных лазеров и методов оптического смешения [1] позволили добиться на оптических частотах разрешения линий порядка 10 гц.

Ниже рассматривается голографический метод исследования излучения, рассеянного на флуктуирующих параметрах среды. Показывается, что данный метод эквива-

лентен спектроскопии сверхвысокого разрешения с источником излучения, характеризующимся шириной линии на много порядков более узкой, чем у существующих одночастотных лазеров; предельные возможности метода при этом соответствуют разрешению спектров рассеянного излучения с шириной не менее 10^{-4} гц.

1. Схемы получения и восстановления голографической интерференграммы светорассеивающей среды приведены на рисунке. Используется метод двойной экспозиции. Помещение в одной из экспозиций после кюветы с исследуемой средой плоскопараллельной прозрачной пластины создает регулярный фазовый сдвиг $\Delta\varphi$, зависящий от угла, и приводит к появлению интерференционной картины (системы концентрических колец) на восстановленном изображении. Так как состояние рассеивателя между экспозициями изменяется, видность интерференграммы является функцией параметров среды координат и времени.

Интенсивность $I_{\text{расс.}}$ поля, восстанавливаемого при освещении голограммы опорным лучом, можно записать в виде

$$I_{\text{расс.}} \sim \langle |\tilde{E}(t) e^{i\omega t} + \tilde{E}(t + \tau) e^{-i\omega t + i\Delta\varphi}|^2 \rangle, \quad (1)$$

где $\langle \rangle$ обозначает процедуру статистического усреднения по ансамблю рассеивающих центров, τ — время между экспозициями и $\tilde{E}(t) = |\tilde{E}(t)| e^{i\varphi(t)}$ — комплексная амплитуда рассеянной волны, соответствующая моменту экспонирования. Время экспонирования выбирается малым по сравнению со временем корреляции флуктуаций $\tilde{E}(t)$.

Из выражения (1) для видности интерференграммы получим

$$V = |\langle \tilde{E}(t + \tau) \tilde{E}^*(t) \rangle| / |\langle \tilde{E}^2(t) \rangle|. \quad (2)$$

Отметим, что голограмма, полученная рассматриваемым способом, фиксирует флуктуации рассеянного поля, обусловленные флуктуациями параметров исследуемой среды, и в известных пределах не чувствительна, как и всякая другая голограмма, к собственным флуктуациям фазы (а) и амплитуды (б) используемого излучения. Это возможно благодаря тому, что: а) фазы опорного и сигнального лучей вблизи голограммы изменяются (флуктуируют) синхронно; б) из (2) можно показать, что флуктуации амплитуды используемого излучения приводят к незначительному уменьшению видности интерференграммы в $n = 2k/(1+k^2)$ раз, где k отношение амплитуд используемого излучения в двух экспозициях (для $k=0.9$ $n=0.995$).

2. Чтобы сопоставить голографическую методику исследования рассеянного излучения с рассмотренной в [1] и связать экспериментально измеряемую с помощью фотометрирования величину видности с уширением спектра, воспользуемся спектральным представлением двухвременной функцией Грина рассеянной волны. Тогда выражение

$$G(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} \langle \tilde{E}(t + \tau) \tilde{E}^*(t) \rangle e^{2\pi i(\nu - \nu_0)\tau} d\tau \quad (3)$$

даст форму линии рассеянного излучения при использовании источника с идеальной монохроматичностью в методике [1].

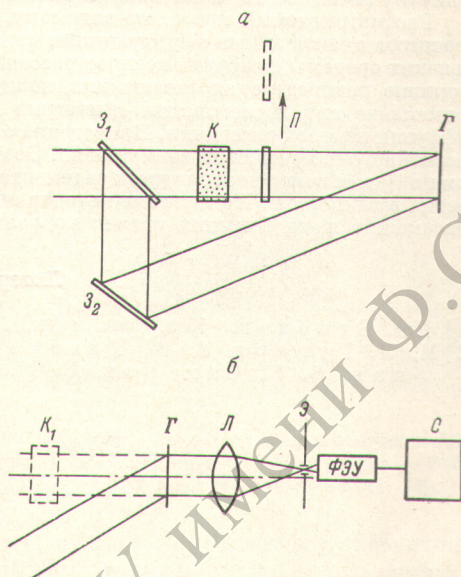
Рассмотрим отдельно случаи, когда рассеянное излучение испытывает случайные амплитудную или фазовую модуляции. Первый реализуется, согласно [1], например, при исследовании рассеяния света в обычных жидкостях вблизи критической точки вследствие флуктуации энтропии. В этом случае $\Delta\varphi=0$ и нормированная функция корреляции имеет вид [1]

$$\langle \tilde{E}(t + \tau) \tilde{E}^*(t) \rangle / \langle |\tilde{E}(t)|^2 \rangle = e^{-\Gamma\tau}, \quad (4)$$

где Γ — функция параметров среды.

Таким образом, соответствующая интерференграмме линия рассеянного излучения имеет лоренцев контур с полушириной $\Delta\nu = \Gamma/2\pi = -\ln V/2\pi\tau$.

Случайная фазовая, модуляция рассеянных волн имеет место при исследовании совокупностей броуновских частиц. В этом случае функцию корреляции, которая сов-



Схемы получения (а) и восстановления (б) голографической интерференграммы.

а — $Z_{1,2}$ — зеркала, K — кювета с исследуемой средой, P — плоскопараллельная прозрачная пластина, G — голограмма. б — G — голограмма, K_1 — мнимое изображение кюветы с исследуемой средой, L — длиннофокусная линза, D — диафрагма, C — самописец.

падает с выражением для видности, можно выразить [2] через коэффициент диффузии броуновского движения

$$\frac{\langle \tilde{E}(t + \tau) \tilde{E}^*(t) \rangle}{\langle |\tilde{E}(t)|^2 \rangle} = V = e^{-4 \left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \right)^2 D \tau \sin^2 \frac{\alpha}{2}}, \quad (5)$$

где D — коэффициент диффузии броуновских частиц, α — угол рассеяния. Из приведенных выше выражений видна связь между видностью интерферограммы и соответствующим спектром рассеянного излучения.

Так как время τ между экспозициями, в пределах которого механические нестабильности голографической установки не влияют на интерферограмму, составляет величину не менее 10^4 сек., полуширина линии (3) будет порядка 10^{-4} гц.

Рассматриваемый метод, по-видимому, наиболее перспективен при исследовании процессов с медленными флуктуациями параметров, например, броуновского движения в вязких средах и диффузии центров рассеяния в кристаллах. Он позволяет определять функцию распределения взвешенных полидисперсных частиц, а также может найти применение при исследовании симметрии кристаллов по анизотропии коэффициента диффузии центров рассеяния. Приведенная выше схема голографического спектрометра рассеянного излучения не единственна. Возможна, например, схема, использовавшаяся нами в [2] для измерения скорости седиментации и коэффициента диффузии броуновских частиц в глицерине. Применение методов оптического смещения в этом случае было бы невозможно из-за больших времен корреляции флуктуаций в такой среде.

Литература

- [1] Дж. Бенедек. Усп. физ. наук, 106, 481, 1972.
 [2] М. Л. Гурари, А. А. Магомедов, В. А. Никашин, Г. И. Рукман, В. К. Сахаров, Б. М. Степанов. ДАН СССР, 201, 50, 1971.

Поступило в Редакцию 28 августа 1972 г.

УДК 535.375.5+621.373 : 535

САМОПОГЛОЩЕНИЕ В СПЕКТРАХ ВЫНУЖДЕННОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ

И. И. Кондиленко, П. А. Коротков и В. И. Малый

В настоящей работе впервые наблюдалось самопоглощение в антистоксовой области спектра ВКР. Явление обнаружено в 15 объектах, представленных в таблице.

№ п. п.	Вещество	$\Delta\nu$ ВКР, см ⁻¹	
		стоксово излучение	антистоксово поглощение
1	Бромбензол	1002	1002*
2	Хлорбензол	1001	1001*
3	Толуол	1004	1004*
4	Этилбензол	1000	1000
5	Кумол	1000	1000
6	Пиридин	990	990, 1030
7	Стирол	1000, 1610	635, 783, 1000, 1610
8	Нитрометан	915	915*
9	о-Ксилол	735	735, 1390
10	п-Ксилол	725, 1000	725, 1000
11	м-Ксилол	830	830
12	Бромформ	585	585*
13	Бензиловый спирт	1002	1002
14	Тетрахлорэтан	447	447
15	Нитробензол	1345	1345*

Примечание. Звездочкой отмечены полосы поглощения, в центре которых наблюдается резкая линия излучения.

В отличие от известных экспериментов по обращенным спектрам [1] в наших исследованиях не использовался вспомогательный источник континуума. Методика и