

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

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

где

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

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 [4], 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. Ключбин, А. И. Сибилев. Письма в ЖЭТФ, 12, № 11, 1970; Препринт ЛФТИ, 1970.
- [2] М. А. Леонтович. Статистическая физика, Гостехиздат, М., 1944.
- [3] А. Мюнкстер. 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. Петузов

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-

сации в темноте составляли 30 мин. для Hg^{199} и 2 мин. для Hg^{201} . Абсолютная неоднородность магнитного поля ΔH с осевой симметрией относительно оси накачки z создавалась путем встречного включения пары колец Гельмгольца, размещенных внутри

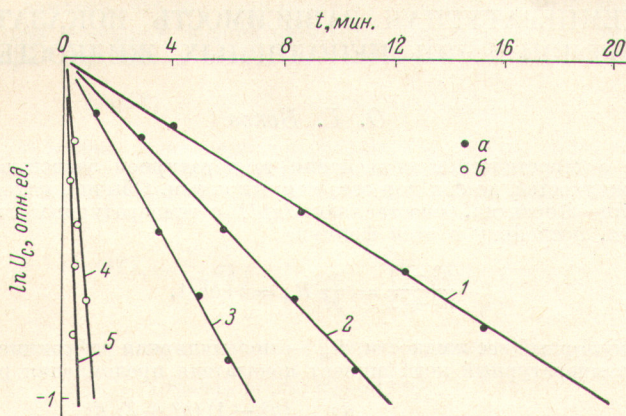


Рис. 1. Временные зависимости сигналов свободной прецессии U_c поперечных намагниченностей M_{\perp}^{199} и M_{\perp}^{201} при некоторых значениях неоднородности магнитного поля.

$$1 - \Delta H_{\Sigma}^2 = 1 \cdot 10^{-7} \text{ э}^2, 2 - \Delta H_{\Sigma}^2 = 1.2 \cdot 10^{-5} \text{ э}^2; 3 - \Delta H_{\Sigma}^2 = 2.6 \times 10^{-5} \text{ э}^2, 4 - \Delta H_{\Sigma}^2 = 1 \cdot 10^{-7} \text{ э}^2, 5 - \Delta H_{\Sigma}^2 = 1.6 \cdot 10^{-3} \text{ э}^2; a - \text{для } Hg^{199}, б - \text{для } Hg^{201}.$$

сферической катушки. Компоненты ΔH в объеме ячейки измерялись феррозондовым магнитометром МФ-2 с чувствительностью $1 \cdot 10^{-5}$ э.

Экспериментально проверялась зависимость [4]

$$\frac{1}{T_2} = \left(\frac{\gamma}{2\pi} \right)^2 \tau [(\Delta H^z)^2 + (\Delta H^y)^2], \quad (1)$$

где γ — гиромагнитное отношение, τ — среднее время пролета атома в ячейке, $(\Delta H^z)^2$, $(\Delta H^y)^2$ — среднеквадратичные компоненты неоднородности магнитного поля вдоль оси накачки z и оси регистрации y соответственно. Вывод выражения (1) основан на представлении о случайном характере взаимодействия ориентированного атома с неоднородным магнитным полем. Результаты сравнения теории и эксперимента приведены на рис. 2. Поскольку релаксация, обусловленная абсолютной неоднородностью магнитного поля, происходит на фоне тепловой релаксации, то в пределах погрешностей эксперимента наблюдается сдвиг экспериментальных зависимостей относительно теоретических на величину $1/T_2^{\text{теп}}$ для каждого изотопа. При диаметре ячейки $d_0 = 3$ см и температуре $t_{\text{яч.}} = 200^\circ \text{C}$ расчетное среднее время пролета атома в ячейке $\tau = 1.1 \cdot 10^{-3}$ сек. Величина τ , экспериментально определенная из графика зависимости $1/T_2^{201} = f(\Delta H_{\Sigma}^2)$ (для Hg^{201} наиболее заметно отличие в наклонах экспериментальной и теоретической прямых), составляет $1.2 \cdot 10^{-3}$ сек., что не выходит за пределы погрешности измерения T_2^{201} . Таким образом, можно отметить удовлетворительное согласие результатов эксперимента с теоретической зависимостью (1).

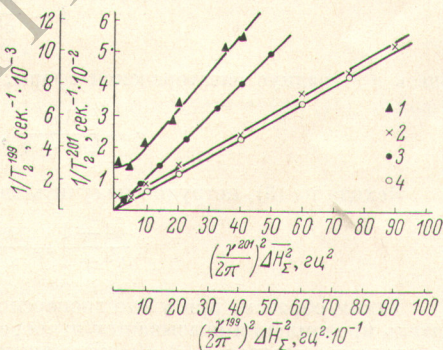


Рис. 2. Зависимость скоростей релаксации $1/T_2^{199}$, $1/T_2^{201}$ от $\Delta H_{\Sigma}^2 = (H^z)^2 + (H^y)^2$.

Экспериментальные зависимости: 1 — для Hg^{201} , 2 — для Hg^{199} ; теоретические зависимости: 3 — для Hg^{201} , 4 — для Hg^{199} .

Литература

- [1] В. Сагпас, These, Paris, 1960.
- [2] О. А. Бартечев, А. М. Скрипкин, И. [Е. Гринько, В. Ф. Терзема, И. А. Шущпанов. Опт. и спектр., 31, 2 1971.
- [3] J. F. Everett, O semeikhiat J. «J. of scient. Instr.», 43, 470, 1966.
- [4] Ч. Слехтер. Основы теории магнитного резонанса. Изд. «Мир», М., 1967.

Поступило в Редакцию 14 декабря 1971 г.