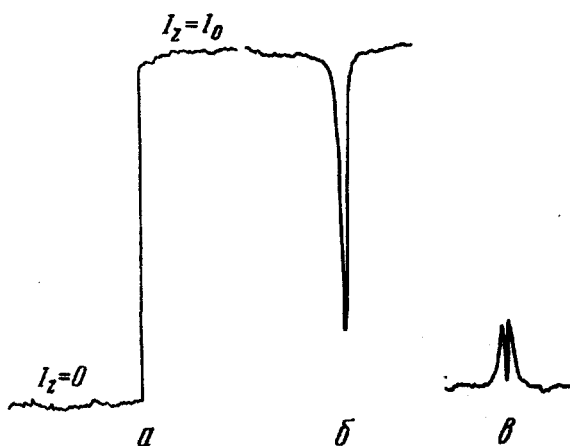


ЭФФЕКТ КОТТОНА-МУТОНА В ОПТИЧЕСКИ ОРИЕНТИРОВАННЫХ ПАРАХ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ

Л.Н. Новиков

Эффект Коттона-Мутона (линейное двойное лучепреломление света, распространяющегося в среде перпендикулярно к магнитному полю $H_0 \parallel OZ$) [1], как и эффект Фарадея, обусловлен вынужденной анизотро-

пией диэлектрической проницаемости среды, находящейся в магнитном поле. В обычных условиях эффект Коттона-Мутона чрезвычайно мал и наблюдался до сих пор лишь в жидкостях и в немногих стеклообразных твердых телах [2, 3], поскольку степень поляризации молекул вещества даже в сильных магнитных полях очень мала. В настоящей работе, по-видимому, впервые описывается эффект Коттона-Мутона в газообразной среде, а именно, в оптически ориентированных насыщенных парах Cs^{133} при температуре 25°C . Возможность наблюдения магнитооптических явлений в оптически ориентированных парах или газах, несмотря на очень низкое давление последних ($\sim 10^{-5}$ мм), базируется на высокой степени поляризации среды в экспериментах по оптической ориентации. При этом степень поляризации определяется интенсивностью света накачки, практически не зависит от величины внешнего магнитного поля и может достигать в некоторых случаях $\sim 80\%$ [4].



Эффект Коттона-Мутона в оптически ориентированных парах Cs^{133} . а — возникновение эллиптической поляризации поперечного луча при включении ориентирующего света I_z ; б — зависимость эллиптичности вблизи магнитного резонанса от $\Delta\omega$ при $\phi = \pi/4$; в — то же при $\phi = 0, \pi/2$

Теоретический анализ, выполненный с учетом выражения для тензора поляризуемости среды в условиях оптической ориентации, полученного в работе [5], позволил описать как эффект Фарадея, наблюдавшийся ранее в парах Na [6], так и эффект Коттона-Мутона. Подробное изложение результатов теоретического и экспериментального исследования будет опубликовано позднее. Здесь же мы ограничимся лишь кратким описанием наблюдаемого явления.

Пары Cs^{133} , находящиеся в ячейке с парафиновым покрытием стенок, ориентируются направленным вдоль H_0 циркулярно поляризованным излучением от цезиевой лампы. Второй луч резонансного излучения распространяется перпендикулярно к H_0 и поляризован линейно, причем направление вектора поляризации составляет с H_0 угол ψ . Прошедший через ячейку свет второго луча анализируется с помощью линейного анализатора, направление пропускания которого составляет с H_0 угол $\gamma = \psi + \pi/2$, после чего интенсивность света регистрируется фотодетектором. С целью увеличения отношения сигнал/шум и исключения влияния рассеянного ячейкой света ориентирующего луча поперечный луч модулируется по интенсивности на произвольно выбранной низкой частоте Ω . Усиление и последующая обработка сигнала ведется также на частоте Ω . Включение ориентирующего луча света поляризует пары Cs^{133} в ячейке, в результате чего ячейка приобретает свойства двоякопреломляющей среды. Линейно поляризованное излучение после прохождения ячейки становится эллиптически поляризованным, и интенсивность падающего на фотодетектор света увеличивается. Максимальное изменение интенсивности света в полном соответствии с теорией наблюдается при $\psi = \pi/4$. Эллиптичность может быть скомпенсирована лишь введением фазовой пластинки и имеет квадратичную зависимость от интенсивности света ориентирующего луча (т.е. от разности населенностей в оптически ориентированной спин-системе), характерную для эффекта Коттона-Муттона.

Поскольку населенности в спин-системе могут быть выравнены радиочастотным полем, следует ожидать исчезновение анизотропии среды вблизи магнитного резонанса в системе атомов Cs^{133} . Теоретический анализ показал, что при наличии радиочастотного поля с частотой ω зависимость эллиптичности поляризации поперечного луча света от $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ описывается следующими выражениями:

$$\text{в случае } \psi = \pi/4 : S_1 = M_0^2 \frac{(\Delta\Omega^2 + 1)}{(\Delta\Omega^2 + 1 + \Omega_1^2)^2} 2\Omega_1^2 \left(\frac{1 + \Delta\Omega^2}{1 + \Delta\Omega^2 + \Omega_1^2} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

$$\text{в случае } \psi = 0, \pi/2 : S_2 = M_0^2 \frac{\Delta\Omega^2 + 1}{\Delta\Omega^2 + 1 + \Omega_1^2} \left[1 - \frac{2\Omega_1^2(1 + \Delta\Omega^2)^{1/2}}{(1 + \Delta\Omega^2 + \Omega_1^2)^{3/2}} \right], \quad (2)$$

где $\Delta\Omega = \Delta\omega \tau$, $\Omega_1 = \omega_1 \tau$, $\omega_1 = \gamma H_1$, γ — гиромангнитное отношение атомов в основном состоянии и H_1 — амплитуда радиочастотного поля. Функция S_1 имеет форму, подобную перевернутой кривой поглощения, а S_2 — форму, подобную квадрату кривой дисперсии.

На рисунке представлены следующие результаты эксперимента: — появление эллиптичности поляризации поперечного луча света при вклю-

ченики ориентирующего резонансного излучения I_x ; b – зависимость степени эллиптичности от $\Delta\omega$ при прохождении через магнитный резонанс при $\psi = \pi/4$, и ϵ – аналогичная зависимость при $\psi = 0, \pi/2$. Совпадение результатов эксперимента с теорией удовлетворительное.

Уральский
политехнический институт
им. С.М. Кирова

Поступило в редакцию
17 апреля 1967 г.

Литература

- [1] A. Cotton, H. Mouton. *Compt. rend.*, 145, 229, 1907.
- [2] М.В. Волькенштейн. Молекулярная оптика. Гостехиздат, М. Л., 1951.
- [3] А.В. Соколов. Оптические свойства металлов. Физматгиз, М., 1961.
- [4] J. Brossel, *Rendiconti S.I.F.*, XVII Corso, 187, 1962.
- [5] G.W. Series. *Proc. Phys. Soc.*, 88, 995, 1966.
- [6] F. Strumia. *Nuovo Cim.*, 44B, 387, 1966.

ЯРМ НА ПРОТОНАХ В НЕКОТОРЫХ ПАРАМАГНИТНЫХ СОЛЯХ

В.А. Столяров

Наблюдение ЯМР в парамагнетике возможно, когда уширение линии из-за взаимодействия с электронными спинами невелико. Согласно [12],

$$\Delta\omega = \frac{(\gamma_1 H_{\text{лок}})^2}{\omega_{\text{обм}}}.$$

Поэтому резонанс наблюдался либо в магнитно-разведенных солях, когда $H_{\text{лок}}$ мало [4], либо в солях с большим обменным взаимодействием ($\omega_{\text{обм}}$ велико). [1–3, 5].

Однако, существует ряд солей, в которых возможно наблюдение ЯМР. Это соли, обычно используемые для адиабатического размагничивания: квасцы, Тунтоновы соли, двойные нитраты [6]. Несмотря на то, что $\omega_{\text{обм}}$ невелика, расстояние от парамагнитного центра до протонов сравнительно велико ($r \approx 4-6 \text{ \AA}$), и $H_{\text{лок}} \approx r^{-3}$ мало.