

СПОСОБ ОСУЩЕСТВЛЕНИЯ ЯДЕРНОГО РЕЗОНАНСА БИЕНИЙ

Е. Б. Александров и А. П. Соколов

Описан новый способ осуществления стационарной прецессии спинов в магнитном поле в условиях оптической ориентации поперечным световым пучком. В качестве объекта использованы пары Cd^{111} , которые накачивались светом лампы с Cd^{114} . Приводится описание явления в рамках феноменологических уравнений Блоха.

В настоящем сообщении описан новый вариант осуществления стационарной прецессии спинов в магнитном поле в условиях оптической ориентации поперечным световым пучком. До сих пор в подобном расположении прецессия спинов щелочных атомов и ядер ртути осуществлялась с помощью резонансной модуляции интенсивности света [1] или постоянного магнитного поля [2, 3]. В новом варианте используется особенность оптической ориентации с помощью сверхтонкой составляющей $F=3/2$ $5^3P_1-5^1S_0$ -линии кадмия $\lambda=3261 \text{ \AA}$. Ориентация с помощью этой линии происходит с различным знаком в зависимости от наличия или отсутствия переходов между магнитными подуровнями возбужденного состояния за время жизни атома. Переходы в 5^3P_1 -состоянии можно возбуждать, в частности, с помощью ВЧ поля и тем определять направление ориентации [5]. Ориентацию циркулярно поляризованным светом можно описать как процесс накопления углового момента в системе спинов при поглощении излучения, причем возникающий момент ориентирован вдоль или навстречу пучку света. В обычных условиях, если ориентирующий луч направлен перпендикулярно магнитному полю, ориентация не происходит — ориентируемые спины прецессируют в магнитном поле с равномерным распределением фаз так, что суммарный момент равен нулю. Если синхронно с частотой прецессии направление ориентации меняется на обратное, то возникает макроскопический прецессирующий момент, что может быть обнаружено по модуляции интенсивности ориентирующего пучка, прошедшего через рабочую кювету.

Анализ явления легко проводится с помощью уравнений Блоха, применение которых для системы спинов, равных $1/2$, каковой являются пары кадмия, вполне корректно. Направляя ось z вдоль магнитного поля, а луч света по оси y , имеем

$$\left. \begin{aligned} \frac{dM_x}{dt} &= \gamma M_y H_z - \frac{M_x}{T}, \\ \frac{dM_y}{dt} &= -\gamma M_x H_z - \frac{M_y}{T} + \frac{M_0(t)}{T}. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Здесь M_x и M_y — проекции углового момента на оси x и y , $\gamma H_z = \omega_0$ — частота Ларморовской прецессии в поле H_z , T — эффективное время поперечной релаксации, $M_0(t)$ — феноменологический параметр, описывающий процесс ориентации. Физический смысл $M_0(t)$ таков: для данного момента времени $M_0(t)$ соответствует тому значению намагниченности, которая установилась бы в системе со временем в отсутствие магнитных полей под действием ориентирующего света. В эксперименте

$M_0(t)$ менялась по прямоугольному закону с частотой ω . Представляя $M_0(t)$ в виде ряда Фурье по синусам нечетных гармоник ω , легко убедиться, что в аналогичных рядах для компонент намагниченности наибольшее при $T\omega \gg 1$ значение имеют составляющие с частотой ω , обнаруживающие резонансное возрастание в окрестности $\omega = \omega_0$

$$\left. \begin{aligned} M_x &= \frac{M_0 [\cos \omega t - T(\omega - \omega_0) \sin \omega t]}{2T^2 \left[\frac{1}{T^2} + (\omega - \omega_0)^2 \right]}, \\ M_y &= \frac{M_0 [\sin \omega t + T(\omega - \omega_0) \cos \omega t]}{2T^2 \left[\frac{1}{T^2} + (\omega - \omega_0)^2 \right]}. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Характерно, что форма кривой резонанса определяется только временем релаксации T , иными словами, отсутствует насыщение, обычное для парамагнитного резонанса. Это специфика всех видов резонансов биений [4], обусловленная тем, что резонирующие состояния не связываются никаким внешним возмущением, кроме того, которое необходимо для создания состояния.

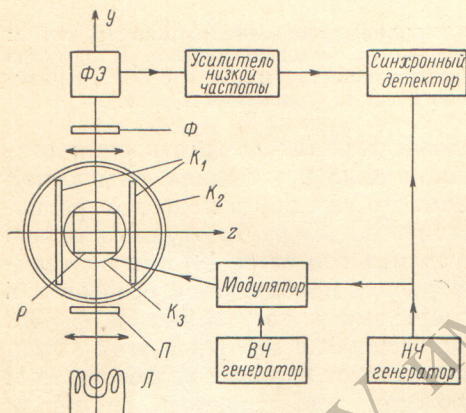


Схема наблюдения ядерного резонанса биений.

Л — лампа с Cd^{114} ; Р — рабочая кювета с парами Cd^{114} ; K_1, K_2 — кольца Гельмгольца; K_3 — катушка ВЧ поля; П — циркулярный поляризатор; Ф — фильтр, выделяющий линию $3261 \text{ \AA}$; ФЭ — фотоэлемент.

Уравнение (1) справедливо для всех экспериментов, в которых модулируется ориентирующее воздействие. Оно описывает эксперименты с модуляцией интенсивности пучка света, отсюда же следует, что аналогичного эффекта можно добиться, вращая с надлежащей частотой четвертьволновую пластинку в циркулярном поляризаторе [6]. Что касается настоящего эксперимента, то нужно сделать некоторые уточнения относительно выбранного способа изменения знака ориентации. При поглощении циркулярно поляризованного кванта атом возбуждается в состоя-

нии $F=3/2, m_F=1/2, 3/2$, квантуемые относительно оси светового пучка. Периодическое включение высокочастотного поля приводит к периодическому замешиванию этих состояний с состояниями $m_F=-1/2, -3/2$. Однако поскольку магнитное поле H_z направлено поперек светового пучка, происходит непрерывное замешивание этих возбужденных состояний и без ВЧ поля — за счет взаимодействия спинов с постоянным полем. Если магнитное поле настолько велико, что за время жизни атома в возбужденном состоянии все компоненты состояния $F=3/2$ успевают полностью перемешаться, то добавление ВЧ поля уже ничего не меняет и эффект группировки спинов в основном состоянии исчезает. Поэтому необходимо работать в полях, для которых магнитное расщепление возбужденного состояния не превышает естественной ширины уровня $\Gamma = 5 \cdot 10^5 \text{ сек}^{-1}$. С помощью рассмотрения, аналогичного проведенному в работе [5], нетрудно убедиться, что амплитуда изменения стационарной намагниченности $M_0(t)$ при периодическом включении ВЧ поля зависит от магнитного расщепления следующим образом:

$$M_0(\Omega) = \frac{M_0}{1 + \frac{\Omega^2}{\Gamma^2}}, \quad (3)$$

где Ω — частота расщепления возбужденного состояния, Γ — естественная ширина линии. По этому же закону будет уменьшаться сигнал с ростом

частоты Ω . Схема эксперимента показана на рисунке. Свет лампы Cd^{114} круговой поляризации направлялся поперек постоянного магнитного поля в кювету с парами Cd^{111} , обеспечивая селективное возбуждение перехода $5^1S_0 \rightarrow 5^3P_1$, $F=3/2$ [5]. Проходящий свет регистрировался фотоэлементом с последующим синхронным детектированием. Опорным сигналом для синхронного детектора служило напряжение прямоугольной модуляции высокочастотного переменного поля, наложенного на кювету. Резонанс биений находился подстройкой постоянного магнитного поля. Эксперимент был осуществлен в полях 0.14 и 0.07 э. В обоих случаях был обнаружен резонанс, причем во втором случае его амплитуда была примерно в три раза больше, что согласуется с формулой (3).

Литература

- [1] W. E. Bell, A. L. Bloom. *Phys. Rev. Lett.*, **6**, 280, 623, 1961.
- [2] Е. Б. Александров, О. В. Константинов, В. И. Перель. *ЖЭТФ*, **49**, 98, 1965.
- [3] N. Polonsky, C. Cohen Tannoudji. *C. r. Acad. Sci.*, **260**, 5231, 1965.
- [4] Е. Б. Александров, О. В. Константинов, В. И. Перель. *Усп. физ. наук*, **100**, 513, 1970.
- [5] Е. Б. Александров, А. П. Соколов. *Опт. и спектр.*, **27**, 719, 1969.
- [6] J. Dupont-Roc, N. Polonsky, C. Cohen Tannoudji, A. Kastler. *C. r. Akad. Sci.*, **264B**, 1811, 1967.

Поступило в Редакцию 16 октября 1970 г.