

Вещество	$\theta_{pc}, ^\circ\text{K}$	$\theta_{pa}, ^\circ\text{K}$	$\Delta\theta_p, ^\circ$	$C_M, \text{эксп}$	$C_M, \text{теор}$
GdFeO <sub>3</sub>	-500±3	-480±3	20±6	13,05	12,3
TbFeO <sub>3</sub>	-415±5	-290±5	135±10	16,5	16,1
DyFeO <sub>3</sub>	-375±5	-225±5	150±10	18,5	18,4
YFeO <sub>3</sub>	-3850±5	-3850±5	0±10	4,5	4,4

В таблице приведены значения  $\theta_{pc}$  и  $\theta_{pa}$  и величины  $\Delta\theta_p$ , характеризующие анизотропию величины  $\theta_p$ , а также величины экспериментальных и теоретических постоянных  $C_M$  всех исследованных нами кристаллов. Разность парамагнитных точек Кюри  $\Delta\theta_p$  меняется при переходе от иттриевого ортоферрита к диспрозиевому от 0 до 150°. Анизотропия парамагнитной восприимчивости в области, где выполняется закон Кюри — Вейсса, и анизотропия парамагнитной точки Кюри ортоферритов, по-видимому, вызвана только одноионной анизотропией редкоземельных ионов. Из рис. 2 и 3 и таблицы видно, что у ортоферритов, редкоземельные ионы которых парамагнитны, наименьшей анизотропией парамагнитных свойств обладает GdFeO<sub>3</sub> и наибольшей — TbFeO<sub>3</sub> и DyFeO<sub>3</sub>.

Основное состояние иона Gd<sup>3+</sup> — это s-состояние и небольшая анизотропия парамагнитной восприимчивости GdFeO<sub>3</sub>, по-видимому, вызвана возмущающим действием кристаллического поля ромбической симметрии на электронное облако иона Gd<sup>3+</sup>. Ионы Tb<sup>3+</sup> и Dy<sup>3+</sup> обладают большим орбитальным моментом, поэтому в кристаллическом поле симметрии ниже кубической следует ожидать большую анизотропию парамагнитных свойств, что и наблюдается на опыте.

Автор благодарен К. П. Белову и А. М. Кадомцевой за ряд ценных замечаний и А. Н. Горяге за помощь в работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Смоленский Г. А., Юдин В. М. Труды X Международной конференции по физике низких температур, 1966.
2. Yudin V., Sherman A. B., Mylnikova J. E. Phys. Lett., 22, 554, 1966.
3. Gorodetsky G., Shtrikman S., Tenenbaum I., Treves D. Phys. Rev., 181, 823, 1969.
4. Treves D. J. Appl. Phys., 36, 1033, 1965.
5. Koehler W., Wollan E., Wilkinson C., Cable J. Acta Cryst., 10, 845, 1957.
6. Белов К. П., Кадомцева А. М., Левитин Р. З. ЖЭТФ, 47, 439, 1964.
7. Bozorth R., Kramer V., Remeika J. P. Phys. Rev. Lett., 1, 3, 1958.

Поступила в редакцию  
5.6 1970 г.

Кафедра  
общей физики для биологов

УДК 539.293.3

А. М. СМЕРНОВ, Ю. С. КОНСТАНТИНОВ

### О ВЛИЯНИИ НЕОДНОРОДНОСТИ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ФОРМУ СИГНАЛОВ ЯМР

В связи с широким применением модуляционного и многочастотных методов в практике ЯМР-спектроскопии высокого разрешения нередки случаи, когда на исследуемый образец, кроме слабого резонансного поля, действует нерезонансное ВЧ-поле значительной амплитуды.

Как известно, под действием этого поля собственная частота спин-системы [1, 2] изменяется на величину

$$(\omega_0 - \omega_2)^2 = (\omega_1 - \omega_2)^2 - (\gamma H_2)^2, \quad (1)$$

где  $2H_2$  — амплитуда нерезонансного поля,  $\omega_2$  — его частота,  $\omega_0$  — частота ларморовой прецессии,  $\omega_1$  — частота резонансного поля,  $\omega_0 = \gamma H_0$ . Если нерезонансное поле неоднородно и его амплитуда достаточно велика, возникает уширение линий ЯМР и искажение их формы, которое в некоторых случаях может выразиться даже в появлении ложной тонкой структуры (см. рис. 2).

Пользуясь формулой (1), нетрудно оценить значение  $\gamma H_2/2\pi$ , при котором уширение за счет неоднородности ВЧ-поля может стать сравнимым с аппаратурой шириной линий ЯМР, обеспечиваемой современными спектрометрами ( $\sim 10^{-3}$  в относительных единицах). Например, для спектрометров с рабочей частотой 60 мгц и частотой модуляции поля  $H_0 = 4$  кгц это значение сравнительно невелико:  $\sim 50$  гц.

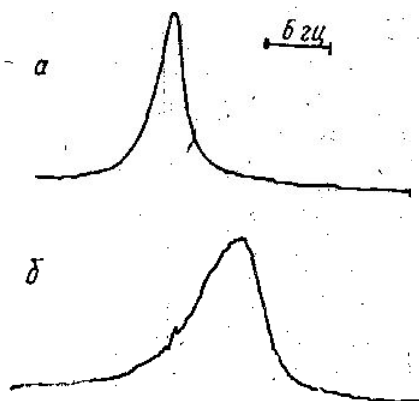


Рис. 1. Изменение положения и формы однородно уширенной линии ЯМР при увеличении  $H_2$ . Снято на спектрометре Н-60. Начальная ширина линии  $\sim 3$  гц, а —  $H_2 = 0$ ; б —  $\gamma H_2/2\pi = 50$  гц,  $(\omega_0 - \omega_2)/2\pi = 144$  гц

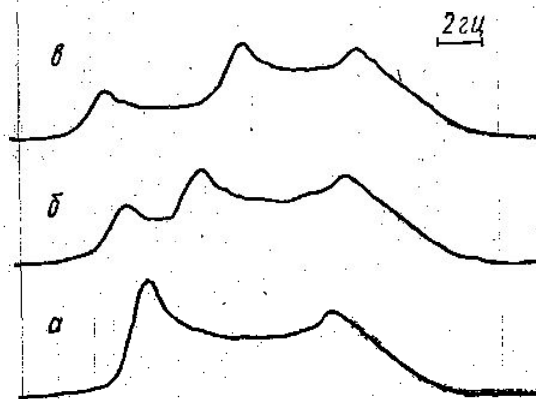


Рис. 2. Изменение формы неоднородно уширенной линии в зависимости от величины  $y$  — градиента поля  $H_0$ . Снято на спектрометре ЦЛА-5535 при  $\gamma H_2/2\pi \approx 350$  гц, частота модуляции поля  $H_0 = 3$  кгц

Таким образом, в экспериментах по ЯМР с применением сильного нерезонансного поля (гомоядерный двойной резонанс, наблюдение сигналов ЯМР при малых индексах модуляции [3]) форма и ширина сигналов определяются не только неоднородностью поля  $H_0$ , но и распределением ВЧ-поля по объему образца. Теоретический анализ формы сигналов в общем случае практически невозможен, так как он требует знания функций распределения обоих полей и коэффициента заполнения [4]. По этой причине для выяснения характера искажений были проведены эксперименты на спектрометрах ЦЛА-5535 и Н-60 («Хитачи»), имеющих однокатушечные датчики сигналов, в которых неоднородность ВЧ-поля особенно велика. В первом случае применяется модуляционный метод и магнитная развертка. В экспериментах на Н-60 в качестве источника нерезонансного поля использовался блок гомоядерного двойного резонанса Н-6007; наблюдение сигналов осуществлялось с помощью частотной развертки. В обоих случаях условия эксперимента выбирались таким образом, чтобы увеличение  $H_2$  вызывало смещение линий ЯМР в сторону сильных полей  $H_0$  (на рис. 1 и 2 вправо).

При увеличении амплитуды нерезонансного поля происходит смещение линий ЯМР, пропорциональное  $H_2^2$  и их уширение (рис. 1). При достаточно больших  $H_2$  наблюдается асимметричное искажение формы линий (рис. 1, б). Если ширина линии ЯМР определяется неоднородностью  $H_0$ , то при вращении образца появляются отчетливо выраженные дополнительные максимумы, расположенные слева от основного (рис. 2). При фиксированном значении  $H_2$  их количество и положение зависят от распределения  $H_0$  по оси вращения, причем наиболее однородному полю  $H_0$  соответствует линия с одним дополнительным максимумом. (Начальная однородность поля  $\sim 0,2$  гц в объеме образца). Изменение  $y$ -градиента  $H_0$  приводит к расщеплению этого максимума и сдвигу появляющихся при этом двух дополнительных максимумов в разные стороны от начального положения (рис. 2, б и в), в то время как форма линии в области основного максимума и его положение практически не изменяются. Предполагая, что распределение ВЧ-поля в катушке датчика мало отличается от

распределения для кругового витка с током (см. [5]), можно отнести наиболее сильно сдвинутые вправо части линии ЯМР за счет области образца, расположенной вблизи от витка, где аксиальный компонент ВЧ-поля максимален.

Области образца, удаленные от плоскости витка, дают вклад в интенсивность линии ЯМР слева от основного максимума, который, по всей вероятности, соответствует объему образца, находящемуся в окрестности центра витка. В пользу последнего предположения говорит то, что смещение основного максимума строго пропорционально  $H_2^2$  и практически не зависит от изменения  $y$  и  $y^2$  градиентов  $H_0$ . Сдвиг дополнительных линий при регулировке  $y$ -градиента  $H_0$  и их относительно малая ширина дают основание предположить, что при вращении образца на некотором расстоянии  $l$  от плоскости витка, по обе стороны от нее существуют области, в которых происходит частичная взаимная компенсация неоднородностей  $H_0$  и  $H_2$ .

Считая, что ось вращения образца совпадает с осью витка, по величине сдвига между основным и дополнительным максимумами можно оценить  $l$ , воспользовавшись известным выражением для напряженности поля на оси витка [5] и формулой (1). В результате такой оценки были получены следующие значения  $l$ : 1,4 мм (ЦЛА-5535) и 1,3 мм (Н-60). Рассчитанные для тех же случаев расстояния от центра витка до точек на его оси, где  $y$ -градиент ВЧ-поля максимален, а  $y^2$ -градиент равен нулю, составляют 1,75 мм (ЦЛА-5535) и 1,5 мм (Н-60), т. е. близки к экспериментальным значениям.

Исходя из соображений симметрии и данных эксперимента, в котором исследовалось влияние  $y$  и  $y^2$ -градиентов  $H_0$  на форму и положение дополнительных линий, можно предположить, что частичная компенсация  $y$ -градиента ВЧ-поля осуществляется путем шиммирующих витков, регулирующих  $y_2$ -градиент  $H_0$ .

Приведенные данные показывают, что в интенсивность сигнала ЯМР вносят заметный вклад области образца, удаленные от центра катушки на расстоянии, в два-три раза превышающие ее высоту. Поэтому для получения максимальной разрешающей способности в спектрометре с однокатушечным датчиком сигналов недостаточно только уменьшить высоту катушки, следует, кроме того, ограничить область действия ВЧ-поля на образец. Уширение линий ЯМР, обусловленное неоднородностью ВЧ-поля, иногда удается почти полностью скомпенсировать с помощью шиммов. Однако при изменении  $H_2$  или при частотной развертке спектра эта компенсация нарушается.

В заключение следует отметить, что, в принципе, возможно шиммирование с помощью ВЧ-поля. Создавая, например, линейный градиент  $H_2$  по оси вращения образца, можно определить характер неоднородности  $H_0$  и тем самым ускорить и сделать более целесообразным процесс регулировки однородности поля в объеме образца.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Bloch F., Siegert A. Phys. Rev., 57, 522, 1940.
2. Anderson W., Rev. Sci. Instr., 33, No. 11, 1160, 1962.
3. Андерсон В. Сб. «ЯМР- и ЭПР-спектроскопия», стр. 153.
4. Bloembergen N., Round R. V. Phys. Rev., 95, 8, 1960.
5. Андерсон В. «Приборы для научных исследований», № 3, 3, 1961.

Поступила в редакцию  
29.6 1970 г.

Кафедра  
радиотехники

А. Ф. ПАПЫРИН

## О ПОЛЯРИЗАЦИИ СПИНОРНОГО ВАКУУМА ГРАВИТАЦИОННЫМ ПОЛЕМ

В работе рассматривается поляризация вакуума спинорного поля медленно меняющимся гравитационным полем по методу, предложенному Швингером [1], вычисляется вакуумная добавка к лагранжиану гравитационного поля, которая отождествляется с космологической постоянной  $\Lambda$ .

Вопрос о поляризации скалярного вакуума слабым гравитационным полем рассматривался в работе [2].

Метод Швингера широко применялся для вычисления вакуумных добавок к соответствующим лагранжианам при рассмотрении поляризации спинорного вакуума