

ЯДЕРНОЕ СПИНОВОЕ ЭХО В АНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ RbMnF_3

А. А. Петров, М. П. Петров, Г. А. Смоленский, П. П. Сырников

При наблюдении ядерного магнитного резонанса (ЯМР) в антиферромагнетиках, обладающих малыми полями анизотропии, при низких температурах могут возникать нелинейные эффекты, связанные с сильным сверхтонким взаимодействием. Так например, имеется динамический сдвиг частоты ЯМР (пуллинг $\delta \omega_n$), зависящий от величины ядерной намагниченности [1–3]:

$$\frac{\omega}{\omega_n} = \left[1 - \frac{2\omega_E \omega_n \gamma_e m_z}{\omega_e^2 \gamma_n M_0} \right]^{1/2},$$

где ω – частота ЯМР, ω_n – несдвинутая частота ЯМР, m_z – ядерная намагниченность, ω_E – обменная частота, ω_e – частота АФМР, M_0 – намагниченность электронной подрешетки. В таких антиферромагнетиках возможны новые эффекты при наблюдении ядерного спинового эха, поскольку, при формировании сигнала эха, на образец подаются достаточно мощные радиопульсы и происходят значительные изменения продольной составляющей ядерной намагниченности m_z . Однако, явление ядерного эха в этих кристаллах до сих пор не исследовалось.

В настоящей работе мы сообщаем о наблюдении эха ядер Mn^{55} в RbMnF_3 , кубическом антиферромагнетике, имеющем малые поля анизотропии ($\sim 1 \text{ э}$), в котором ЯМР обычными стационарными методами исследован довольно детально [4–6]. Синтез монокристаллов RbMnF_3 осуществлялся по методу Стокбаргера в графитовом тигле в атмос-

фере очищенного аргона. Для очистки исходной шихты использовалась атмосфера элементарного фтора. Измерения проводились как в поликристаллах, так и в монокристаллах, при температуре жидкого гелия, на спектрометре, описанном в [7].

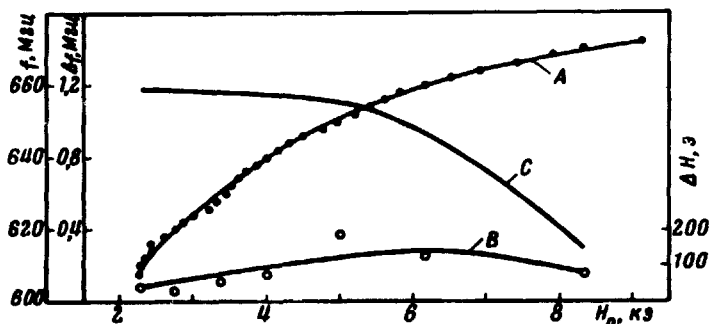


Рис. 1. Зависимость частоты ЯМР (A) и ширины линии ΔH (B), Δf (C) от величины внешнего магнитного поля H_0 .

Ядерное эхо наблюдалось в диапазоне частот $600 < f_0 \leq 672$ МГц, при изменении внешнего поля H_0 от 2,5 до 9 кэ (рис. 1). Интенсивность сигнала эха аномально зависит от приложенного внешнего поля. Интенсивность минимальна при $f_0 \approx 610 - 620$ МГц ($H_0 \approx 2,5 + 3$ кэ), затем возрастает в 10 – 100 раз, достигая максимума при $f_0 = 650$ МГц ($H_0 \approx 5$ кэ, отношение сигнал/шум ~ 200) и далее несколько уменьшается при повышении частоты ($H_0 > 5$ кэ). На частотах $f_0 \approx 650$ МГц при использовании двухимпульсной методики, кроме обычного эха, наблюдалось также дополнительное эхо (сигнал/шум ~ 10), отстоящее от первого, на время равное задержке между первым и вторым импульсами. Мы предполагаем, что вторичное эхо появляется в результате воздействия на образец первого сигнала эха как дополнительного радиочастотного третьего импульса. Необычную зависимость интенсивности от H_0 имеет также стимулированное эхо, наблюдаемое при трехимпульсной методике измерений. Стимулированное эхо имеет высокую интенсивность при $H_0 \approx 7 + 8$ кэ и не наблюдается при меньших внешних магнитных полях.

Обнаруженное поведение интенсивности эха можно кратко интерпретировать следующим образом. В магнитоупорядоченных кристаллах интенсивность сигнала обычного эха максимальна, когда максимален коэффициент усиления η [3] и используемые импульсы являются 120-градусными. В нашем случае, для малых полей $H_0 \approx 2 + 3$ кэ, величина пуллинга максимальна. При этом принципиально невозможно добиться поворота ядерной намагниченности на 120° , так как, уже при сравнительно малых углах отклонения ядерной намагниченности от оси z , величина пуллинга меняется и радиочастотный импульс оказывается расстроенным по отношению к новому значению резонансной частоты. Поэтому оказывается, что, чем больше величина пуллинга, тем меньше сигнал эха, так как при этом вектор ядерной намагничен-

ности может отклоняться только на малые углы. При увеличении внешнего постоянного поля сигнал растет, так как уменьшается пуллинг, но затем сигнал начинает падать, теперь уже из-за существенного уменьшения коэффициента усиления η , поскольку $\eta \approx H_{\text{лок}} / (H_0 + H_A)$ ($H_{\text{лок}}$ — локальное поле на ядре). По нашим оценкам $\eta \approx 130$ при $f_0 \approx 630$ МГц.

Аналогично объясняется и зависимость интенсивности стимулированного эха от поля H_0 . Интенсивность стимулированного эха определяется изменением m_z под действием радиочастотных импульсов. Величина этого изменения мала, когда велик пуллинг, поэтому наблюдать стимулированное эхо удается лишь при довольно больших внешних полях, где пуллинг уменьшается.

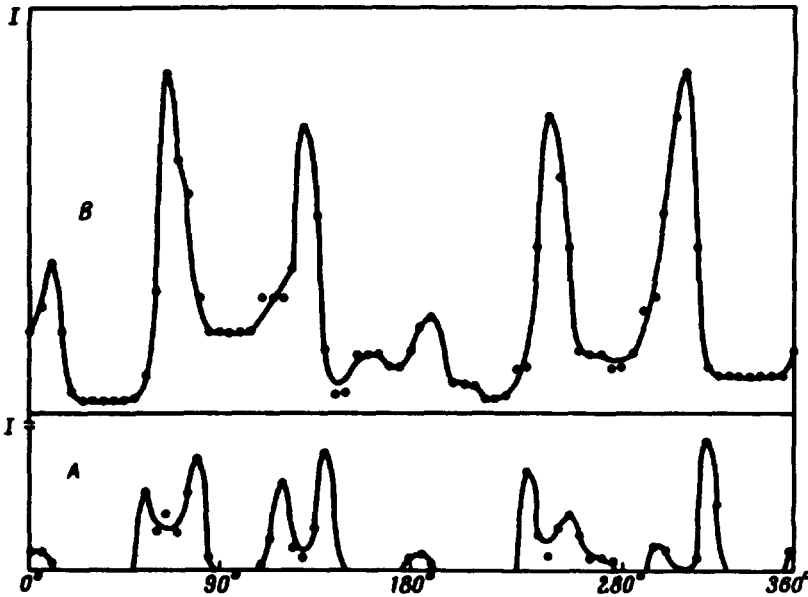


Рис. 2. Угловая зависимость интенсивности эха (A — 620 МГц, B — 660 МГц). По оси абсцисс отложен угол между H_0 и $[100]$, переменное поле $\parallel [001]$

Изменения резонансной частоты в зависимости от внешнего поля согласуются с данными [4]. На рис. 1 показаны также измерения ширины линии ЯМР в зависимости от H_0 , полученные в единицах магнитного поля. Ширина линии измерялась путем изменения магнитного поля. Расчетная кривая $\Delta f(H_0)$, в единицах частоты, получена по формуле: $\Delta f = (df_0/dH_0)\Delta H$, где производная df_0/dH_0 определялась из кривой A (рис. 1). Полученная зависимость $\Delta f(H_0)$ качественно согласуется с [6]. В работах [4, 6] измерения проводились стационарными методами.

На рис. 2 показана угловая зависимость интенсивности эха от ориентации образца. При этих измерениях использовался монокристалл $RbMnF_3$ неправильной формы. Ориентация образца была выставлена по характерному сколу на поверхности. Поле H_0 лежит в плоскости (001), переменное поле направлено вдоль оси $[001]$.

Угловая зависимость интенсивности обнаруживает отчетливую периодичность, как это и требуется для кубического кристалла. Однако детальный анализ этой зависимости довольно громоздок и в этой статье мы его обсуждать не будем.

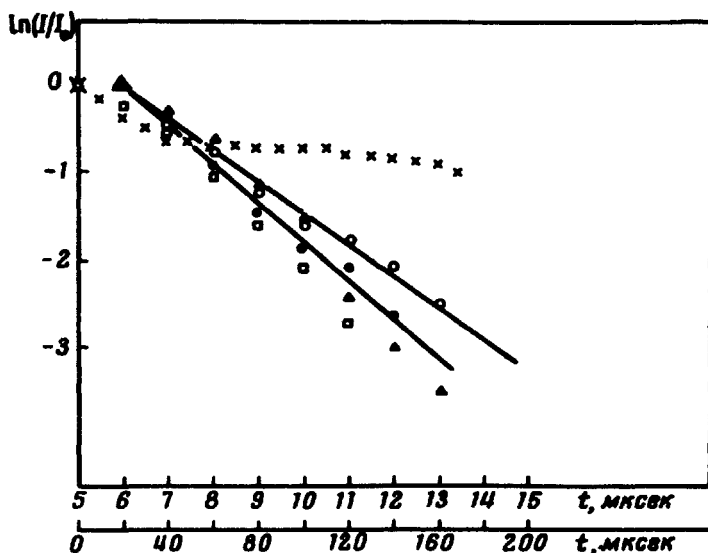


Рис. 3. Изменение интенсивности сигналов обычного (● – 620 МГц, ○ – 640 МГц, Δ – 666 МГц, □ – 670 МГц) и стимулированного (× – 670 МГц) эха от времени задержки между импульсами

На рис. 3 показано изменение интенсивности сигнала обычного эха, а также стимулированного эха при изменении времени задержки. Как видно из рисунка, в большинстве случаев не выполняется экспоненциальный закон для зависимости интенсивности сигналов эха от времени задержки. Различный характер спада интенсивности обычного эха (поперечная релаксация) в зависимости от резонансной частоты (рис. 3), по-видимому, может быть связан с влиянием Сул – Накамуrowsкого взаимодействия (СНВ) [8]. Когда вклад СНВ в ширину линии ЯМР существенен, уравнения Блоха несправедливы для описания поперечной релаксации и эта релаксация не носит экспоненциального характера (частота 666 и 670 МГц, рис. 3). Когда же ширина линии определяется неоднородным уширением, релаксация может носить экспоненциальный характер. Данные, приведенные на рис. 3, показывают, что зависимость следует по экспоненте там, где ширина линии максимальна, т. е. при частотах 620 – 640 МГц. По данным работы [6] действительно известно, что в этой области частот линия ЯМР сильно неоднородно уширена. Более корректное рассмотрение требует, однако, учета эффектов спиновой диффузии [9].

Поведение интенсивности стимулированного эха можно представить в виде суперпозиции двух экспонент (рис. 3) с характерными параметрами $T_{1(1)} \approx 60$ мксек и $T_{1(2)} \approx 420$ мксек. Природа такого поведения продольной релаксации пика не ясна.

Институт полупроводников
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
6 октября 1971 г.

Литература

- [1] A. J. Heeger, A. M. Portis, D. T. Teaney, G Witt. Phys. Rev. Lett., 7, 307, 1961.
 - [2] P. G. de Gennes, P. A. Pincus, F. Hartman-Boutron, J. M. Winter, Phys. Rev., 129, 1105, 1963.
 - [3] Е. А. Туров, М. П. Петров. Ядерный магнитный резонанс в ферро- и антиферромагнетиках, М., Изд. Наука, 1969.
 - [4] A. J. Heeger, D. T. Teaney. J. Appl. Phys., 35, 846, 1964.
 - [5] W. J. Ince. Phys. Rev., 184, 574, 1969.
 - [6] R. Weber, M. H. Seavey. Solid State Comm., 7, 619, 1969.
 - [7] М. П. Петров, А. А. Петров. Изв. АН СССР, сер. физ., 34, 1003, 1970.
 - [8] D. Hone, V. Jaccarino, T. Ngwe. Phys. Rev., 186, 291, 1969.
 - [9] A. M. Portis. J. Phys. Soc. Japan, 17, Suppl-1, B-1, 81, 1962.
-