

ЭФФЕКТ ВТОРИЧНОГО ЯДЕРНОГО СПИНОВОГО ЭХА В МАГНИТОУПОРЯДОЧЕННЫХ КРИСТАЛЛАХ

М. П. Петров, В. В. Москалев, Г. А. Смоленский

Известны сообщения [1 – 5] о наблюдении дополнительных сигналов ядерного эха в магнитоупорядоченных веществах. Дополнительное (вторичное) эхо наблюдается при воздействии на образец двух радиочастотных (РЧ) импульсов и появляется вслед за обычным сигналом эха на расстоянии равном величине задержки между РЧ импульсами (рисунок). Интенсивность вторичного эха меньше, чем интенсивность обычного эха, и спадание интенсивности с увеличением задержки происходит быстрее, чем для обычного эха. В работах [2, 5] сделано предположение, что существование вторичного эха связано с воздействием прецессирующей ядерной намагниченности во время появления обычного эха на ядерную систему, как некоторого дополнительного РЧ импульса. При этом величина переменного поля на ядрах обусловлена сверхтонким электронно-ядерным взаимодействием.

В настоящей статье рассмотрены конкретные механизмы, приводящие к появлению вторичного эха.

Напомним, что в магнитоупорядоченных веществах величина радиочастотного поля, действующего на ядра, усилена за счет сверхтонкого взаимодействия в η раз [6]. (Для простейшего однодоменного ферромагнетика $\eta = H_{\text{лок}} / (H_0 + H_A)$, где $H_{\text{лок}}$ – сверхтонкое поле на ядре, H_A – поле анизотропии, H_0 – внешнее поле). Кроме того, во столько же раз увеличена и поперечная прецессирующая компонента намагниченности образца. Поэтому индукция (сигнал эха) возникает не непосредственно за счет поперечной компоненты ядерной намагниченности m , а за счет электронной намагниченности $M_{\perp} = \eta m_{\perp}$. Однако появление M_{\perp} вызывает на ядрах появление переменного сверхтонкого поля $H_{\text{сТВ}} = A_0 M_{\perp}$, (где A_0 – константа сверхтонкого взаимодействия), которое "воспринимается" ядерной системой как допол-

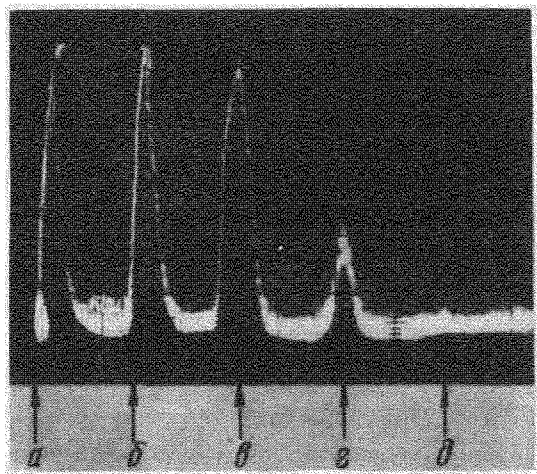
нительное радиочастотное воздействие и которое в определенных ситуациях приводит к дополнительному сигналу эха.

Рассмотрим наиболее эффективные конкретные механизмы. Известно, [7], что после воздействия двух РЧ импульсов возникнет обычное эхо, величина которого пропорциональна ядерной намагниченности

$$m_1 = m_0 \sin \theta_1 \sin^2 \frac{\theta_2}{2} e^{-2\tau/T_2}, \quad (1)$$

где m_0 – равновесное значение ядерной намагниченности (или той ее части, которая участвует в формировании эха)

$$\theta_1 = \gamma_n \eta H_1 t_1; \quad \theta_2 = \gamma_n \eta H_1 t_2 \quad (2)$$



Фотография сигналов обычного и вторичного эха ядер Fe^{57} в FeVO_3 при $T=4,2^\circ\text{K}$
 α и θ – радиочастотные импульсы, ϵ – обычное эхо (амплитуда ограничена осциллографом), ϵ – вторичное эхо, θ – эхо следующего порядка

γ_n – ядерное гиромангнитное отношение, H_1 – амплитуда переменного циркулярного РЧ поля, действующего на образец, t_1 и t_2 – длительность первого и второго импульсов соответственно, τ – расстояние между импульсами, T_2 – время ядерной поперечной релаксации.

Как уже указывалось благодаря сверхтонкому взаимодействию поперечное поле на ядрах, которое появится вследствие m_1 равно

$$H_{\sim}^{\text{СТВ}} = A_0 \eta m_1$$

$H_{\sim}^{\text{СТВ}}$ направлено вдоль m_1 , т. е. оно сдвинуто по фазе относительно H_1 на 90° . Для простоты будем считать, что обычное эхо имеет форму прямоугольного импульса с длительностью t_3 . Тогда можно рассматривать задачу о возникновении сигнала вторичного эха, если на обра-

зец воздействуют три РЧ импульса (упомянутые выше два импульса внешнего поля и импульс с амплитудой H^{CTB} и длительностью t_3).

Подобное рассмотрение дает в результате амплитуду сигнала вторичного эха в момент времени 3τ , которая в относительных единицах [7] выражается следующим образом:

$$U_{BT} = \frac{1}{2} \sin \theta_1 \sin \theta_2 \sin \theta_3 e^{-\left(\frac{2}{T_2} + \frac{1}{T_1}\right)\tau} + \left[1 - (1 - \cos \theta_1) e^{-\frac{\tau}{T_1}}\right] \sin \theta_2 \sin^2 \frac{\theta_3}{2} e^{-\frac{2\tau}{T_2}}. \quad (3)$$

Здесь $\theta_3 = \gamma_n t_3 \eta A_0 m_1$.

Формула (3) справедлива при $\theta_3 \ll \pi/2$. Два слагаемых в (3) имеют простой физический смысл. Первое слагаемое описывает случай аналогичный, так называемому стимулированному эху, которое появляется, если к образцу приложить три РЧ импульса. Второе слагаемое соответствует обычному эху, если рассматривать только второй РЧ импульс и H^{CTB} , а вместо начального равновесного значения m_0 взять, то значение m_z , которое существует у ядерной системы к моменту включения второго РЧ импульса.

При типичных значениях для 100-процентной концентрации ядер Fe^{57} в ферритах при $T = 4,2^\circ K$ $A m_0 = 5 \cdot 10^{-3} \text{ э}$, $\gamma_n = 2\pi \cdot 137,7 \text{ иц/ис}$, $\eta = 10^3$, $t_3 = 10^{-5} \text{ сек}$, $\theta_3 \approx 0,5 \cdot 10^{-1} \text{ рад}$. В этом случае отношение амплитуды вторичного эха к амплитуде обычного при $\tau \ll T_2, T_1$: $(U_{BT}(0)/U_{об}(0)) \approx 10^{-2}$. При значениях $\theta_3 \ll \pi/2$ и $\theta_2 \neq \pi$ в большинстве случаев первое слагаемое дает наибольший вклад. Тогда

$$\frac{U_{BT}}{U_{об}} = \frac{1}{2} \sin \theta_1 \sin \theta_2 \gamma_n \eta m_0 A t_3 \exp \left[-\left(\frac{2}{T_2} - \frac{1}{T_1}\right)\tau \right]. \text{ Случаю}$$

$\theta_3 = \pi/2$ соответствует ряд дополнительных усложнений, которые будут рассмотрены в другом месте. Нужно отметить, что дополнительные сигналы эха появляются не только в момент времени 3τ , но так же и в момент $(3+n)\tau$, где n — целое число. Однако интенсивность убывает, по крайней мере, как $(U_{BT}/U_{об})^n$, поэтому мы их здесь рассматривать не будем.

Авторы благодарят М.И. Куркина и С.И. Степанова за полезные обсуждения и А.П. Паугурта за помощь при наблюдении вторичного эха в $FeVO_3$.

Институт полупроводников
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
20 декабря 1971 г.

Литература

- [1] Н. Yasuoka, Н. Abe, М. Matsuura, А. Hirai. J. Phys. Soc. Japan, 18, 1554, 1963.

- [2] M.P.Petrov, G.A.Smolensky, A.P.Pauqurt, S.A.Kizhaev. Report on the 17 Conference on magnetism and magnetic materials. Chicago, USA, 1971.
- [3] А.А.Петров, М.П.Петров, Г.А.Смоленский, П.П.Сырников. Письма в ЖЭТФ, 14, 514, 1971.
- [4] Б.С. Думеш. Письма в ЖЭТФ, 14, 511, 1971.
- [5] C.W.Searle, J.Davis, A.Hirai, K.Fukuda. Phys. Rev. Lett., 27, 1380, 1971.
- [6] Е.А.Туров, М.П.Петров. Ядерный магнитный резонанс в ферро- и антиферромагнетиках. М., Изд. Наука, 1969.
- [7] А.Леше. Ядерная индукция, М., ИИЛ, 1963.
-