

$$\alpha_{ik}^{(\eta)} = \arctg [(\lambda_{2m+1, k} \pm \lambda_{2m+1, i})(\lambda_{2m+1, k} \mp \lambda_{2m+1, i})^{-1}]. \quad (7)$$

При этом должно быть

$$F_{ik}^{(\eta)} = \sqrt{\frac{1}{2}(\lambda_{2m+1, k}^2 + \lambda_{2m+1, i}^2)}. \quad (8)$$

Заметим, что численные оценки величины F_c имеются в [1, 2].

Список литературы

- [1] Басс Ф. Г., Булгаков А. А., Тетервов А. П. Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. М., 1989. 288 с.
- [2] Игнатов А. А., Романов Ю. А. // ФТТ. 1975. Т. 17. № 11. С. 3388—3389.
- [3] Эпштейн Э. М. // ФТП. 1977. Т. 11. № 11. С. 2231—2233.
- [4] Шмелев Г. М., Эпштейн Э. М. // ФТТ. 1992. Т. 34. № 8. С. 2565—2572.
- [5] Ансельм А. И. Введение в теорию полупроводников. М.; Л., 1962. 420 с.
- [6] Богомолов В. Н., Задорожний А. И., Павлова Т. М., Петрановский В. П., Подхалюзин В. П., Холкин А. Л. // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 31. № 7. С. 406—409.

Государственный педагогический институт
им. А. С. Серафимовича
Волгоград

Поступило в Редакцию
26 августа 1992 г.

УДК 539.143.43

© Физика твердого тела, том 35, № 2, 1993
Solid State Physics, vol. 35, N 2, 1993

ЗАВИСИМОСТЬ ИНТЕНСИВНОСТИ ЭХА ОТ АМПЛИТУДЫ ИМПУЛЬСОВ ПРИ НЕРАВНЫХ УГЛАХ ПОВОРОТА ЯДЕРНЫХ СПИНОВ В МАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛАХ

И. Г. Клинтари

Как известно, при резонансном возбуждении неоднородно-уширенной линии ЯМР с полушириной $\Delta\omega_{1/2}$ парой одинаковых протяженных импульсов с большими углами поворота $\alpha_{1,2} = \gamma H_{1,2} \eta \tau_{1,2} \gg \pi$ сигнал эха в магнетиках принимает симметричную двугорбую форму [1] (здесь γ — гиромагнитное отношение для ядер, а η коэффициент усиления ЯМР). В [2, 3] расчетными методами было установлено, что при выполнении условия $\tau_{1,2}^{-1} \geq \Delta\omega_{1/2}$ различие в длительностях ($\tau_1 \neq \tau_2$) или в амплитудах ($H_1 \neq H_2$) импульсов приводит к трансформации формы эха. Причина этого, согласно [3], заключается в формировании эха лишь при различии в площадях импульсов. Аналогичный подход применим и при анализе откликов, возникающих от длинных возбуждающих импульсов ($\tau_{1,2}^{-1} \ll \Delta\omega_{1/2}$) [4].

В настоящей работе экспериментально и численными методами исследуются свойства сигналов эха, формирующихся от импульсов неравной интегральной интенсивности. На рис. 1 показана форма эха в чистом ГЦК Со при фиксированной длительности первого импульса и различных длительностях второго. Как видно из этого рисунка, при $\tau_1 < \tau_2$ сигнал эха принимает асимметричную двугорбую форму, причем с ростом τ_2 различие в интенсивности составляющих его компонент увеличивается, и при $\tau_2 \geq 2.5\tau_1$ эхо становится одnogорбым. Аналогичная картина наблюдается и при $\tau_1 > \tau_2$, однако интенсивность левого

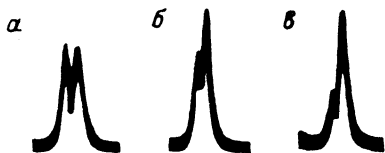


Рис. 1. Осциллограммы сигналов эха от ядер ^{59}Co в чистом ГЦК Co при следующих значениях длительности импульсов: $\tau_1 = 2.0$ мкс, $\tau_2 = 2.0$ (а), 2.5 (б), 3.2 мкс (в).

Частота возбуждения 217.5 МГц, $T = 77$ К.

максимума в этом случае, как правило, превышает интенсивность правого. Полученные данные в основном согласуются с результатами численного анализа формы эха, проведенного в [3]. Некоторое различие в форме сигналов может быть связано с асимметрией линии ЯМР ^{59}Co , не учтенной при расчетах.

На рис. 2, а показан характер изменения интенсивности эха I при последовательном увеличении равных по величине амплитуд импульсов H_1 ($H_1 = H_2$) одинаковой (черные точки) и неодинаковой (светлые точки) длительности. Из этого рисунка следует, что форма кривой $I(H_1)$ и положение максимума на ней H_{1m} существенно зависят от отношения длительности импульсов. В частности, при $\tau_1 < \tau_2$ кривая $I(H_1)$ имеет гораздо более симметричную форму, чем для импульсов одинаковой протяженности.

Расчет зависимости $I(H_1)$ проводился на ЭВМ с помощью выражений (1)–(4) в [3] в условиях резонансного возбуждения симметричной линии ЯМР для функции распределения ядер по коэффициентам усиления вида [5]

$$F(\eta) = \eta^{-1} \exp[-\ln 2 (\eta/\Delta\eta)^2],$$

где $\Delta\eta$ имеет смысл некоторого усредненного значения η .

Результаты расчета (рис. 2, б) свидетельствуют о том, что при $\tau_1 \neq \tau_2$ интенсивность сигнала в области сравнительно больших амплитуд поля ($H_1 > H_{1m}$) спадает значительно быстрее, чем для импульсов одинаковой длительности, что согласуется с экспериментальными данными, рассмотренными выше.

Аналогичное исследование, проведенное для более коротких импульсов ($\tau_{1,2}^{-1} > \Delta\omega_{1/2}$), при которых сигнал эха имеет преимущественно одnogорбую форму [3], показало, что различие в углах поворота и в этом случае приводит к изменению свойств симметрии кривой $I(H_1)$, однако оно оказалось не столь существенным, как для длинных импульсов.

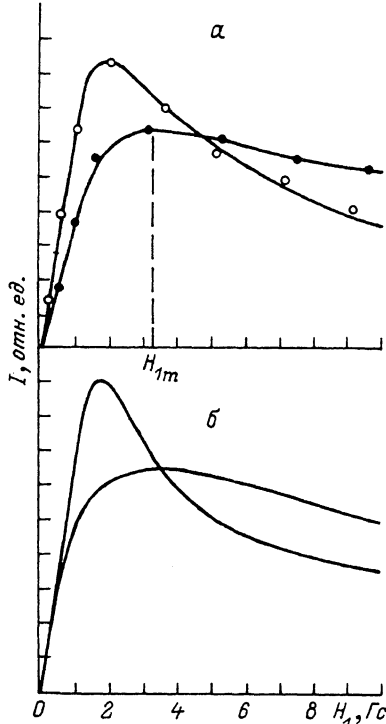


Рис. 2. Зависимость интенсивности эха I от амплитуды импульсов H_1 .

а — экспериментальные результаты для компонент эха максимальной интенсивности. Черные точки — эхо симметричной формы (рис. 1, а), светлые точки — эхо асимметричной формы (рис. 1, б); б — соответствующие расчетные данные для импульсов одинаковой ($\tau_1 = \tau_2 = 2.0$ мкс) и разной ($\tau_1 2.0$ мкс, $\tau_2 2.5$ мкс) длительности при $\gamma^{59\text{Co}} = 6.36 \cdot 10^3 \text{ Гц}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, $\Delta\omega_{1/2} = 6 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$, $\Delta\eta = 500$.

Недавно было установлено, что форма кривой $I(H_1)$ для импульсов одинаковой длительности и амплитуды в значительной степени определяется условиями возбуждения линии ЯМР. Так, для одnogорбого эха Хана, формирующегося от коротких импульсов ($\tau_{1,2}^{-1} \gg \Delta\omega_{1/2}$), соответствующая кривая имеет гораздо более симметричную форму, чем для компонент двугорбого эха, исследованного Мимсом при $\tau_{1,2}^{-1} \ll \Delta\omega_{1/2}$ (см. рис. 4 в [5]). Согласно данным, полученным в настоящей работе, различие в площадях импульсов оказывает влияние на форму рассматриваемой зависимости даже в том случае, когда условия возбуждения линии ЯМР остаются практически неизменными. Этот результат является следствием специфических особенностей формирования эха от импульсов неодинаковой длительности, подробно исследованных в [3].

В заключение отметим, что при заданных отличных друг от друга длительностях импульсов форма кривой $I(H_1)$ определяется главным образом типом использованной при расчетах функции $F(\eta)$. Это может служить основанием для восстановления функции распределения ядер по коэффициентам усиления путем сопоставления свойств симметрии расчетных и экспериментальных кривых, полученных при $\tau_1 \neq \tau_2$, с помощью процедуры, использованной ранее при решении аналогичной задачи в Co_2MnSi для импульсов одинаковой длительности [5].

Автор выражает благодарность М. И. Куркину за полезное обсуждение результатов экспериментального исследования.

Список литературы

- [1] Mims W. B. // Phys. Rev. 1966. V. 141. N 2. P. 499—502.
- [2] Нургалиев Т. Х., Москалев В. В. // Вестник ЛГУ. 1980. № 16. В. 3. С. 45—51.
- [3] Килиптари И. Г., Куркин М. И. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 2. С. 324—330.
- [4] Килиптари И. Г. // ФТТ. 1992. Т. 34. № 5. С. 1428—1434.
- [5] Килиптари И. Г., Куркин М. И. // ФММ. 1992. № 8. С. 81—86.

Тбилисский
государственный университет

Поступило в Редакцию
28 сентября 1992 г.

УДК 535.37

© Физика твердого тела, том 35, № 2, 1993
Solid State Physics, vol. 35, № 2, 1993

КИНЕТИКА ЗАТУХАНИЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ АВТОЛОКАЛИЗОВАННЫХ ЭКСИТОНОВ В Al_2O_3 И $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$

В. В. Мюрк, К. М. Исмаилов

Для собственной люминесценции многих оксидов характерно наличие широких ($\Delta E \sim 1$ эВ) полос свечения, приписываемых свечению автолокализованного экситона (АЛЭ) [1—5]. Свечение АЛЭ в оксидах, как правило, не замораживается при понижении температуры. Исключение составляют те случаи, когда сам процесс создания АЛЭ является температурно-зависимым, что может быть связано с сосуществованием либо нескольких типов АЛЭ, либо АЛЭ со свободными экситонами [1—5]. В то же время в области низких температур в условиях постоянства выхода свечения наблюдаются сильные изменения в кинетике затухания люминесценции, которые связываются по аналогии с ШГК [6] с проявлениями сложной структуры триплетного релаксированного состояния АЛЭ. Исследование структуры АЛЭ в оксидах усложнено по сравнению с ШГК тем, что для большого числа АЛЭ отсутствует генетически связанная с ними автолокализация дырок [1, 2]. Исследование кинетики люминесценции АЛЭ