

ДВУХЧАСТОТНОЕ СПИНОВОЕ ЭХО В  $CdJ_2$

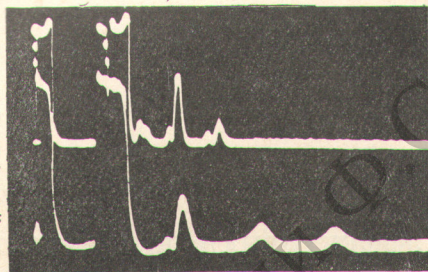
В. С. Грешинкин и Е. М. Шинкал

Двухчастотное спиновое эхо возникает при одновременном возбуждении двумя парами импульсов двух соседних переходов (для спина ядра  $J=5/2$ ), например, переходов  $\pm 1/2 \rightarrow \pm 3/2$  и  $\pm 3/2 \rightarrow \pm 5/2$  [1-3]. Если параметр асимметрии  $\eta=0$ , то отношение частот двух соседних переходов для  $J=5/2$  в ядре с квадрупольным резонансом  $\omega_2/\omega_1=2$ , где  $\omega_2$  — частота ЯКР перехода  $\pm 3/2 \rightarrow \pm 5/2$ ;  $\omega_1$  — частота ЯКР перехода  $\pm 1/2 \rightarrow \pm 3/2$ . При этом в силу наличия гармоник у генератора частоты  $\omega_1$  возникают экспериментальные трудности наблюдения эффекта.

Нам впервые удалось наблюдать двухчастотное спиновое эхо при  $\eta=0$ , что было достигнуто путем специальной конструкции скрещенных катушек, обеспечивших одинаковый коэффициент закрутки для частот  $\omega_1$  и  $\omega_2$ .

Рис. 1. Двухчастотное спиновое эхо ядер  $J^{127}$  в  $CdJ_2$  при  $77^\circ K$ .

Верхний луч соответствует детектированию сигналов на частоте 28.658 мгц (переход  $\pm 3/2 \rightarrow \pm 5/2$ ,  $\omega_2$ ), нижний луч — детектированию сигналов на частоте 14.334 мгц (переход  $\pm 1/2 \rightarrow \pm 3/2$ ,  $\omega_1$ ). Кроме основных сигналов эхо при  $t=2\tau$ , возникающих в один и тот же момент времени на обоих переходах, видны дополнительные сигналы эхо при  $t=3/2\tau$ ;  $5/2\tau$  (частота  $\omega_2$ ) и  $t=3\tau$ ;  $4\tau$  (частота  $\omega_1$ ).



Теоретический расчет [2] показывает, что при двухчастотном возбуждении спинового эхо можно на частоте  $\omega_1$  наблюдать сигналы в моменты времени  $2\tau$ ,  $(1 + \frac{\omega_2}{\omega_1})\tau$  и  $(2 + \frac{\omega_2}{\omega_1})\tau$ , где  $\tau$  — интервал времени между импульсами.

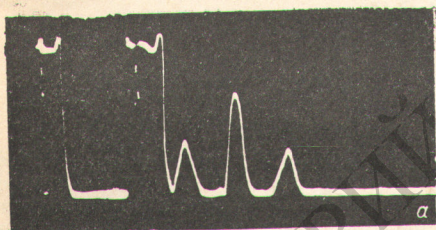
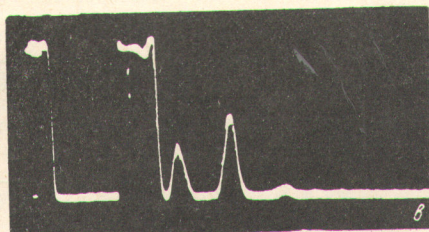
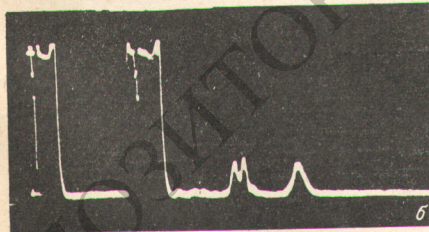


Рис. 2. Влияние расстройки на двухчастотное эхо в  $CdJ_2$ .

а —  $\Delta\omega_1=0$ ,  $\Delta\omega_2=0$ . Детектирование частоты  $\omega_2=28.658$  мгц; б —  $\Delta\omega_2=0$ ,  $\Delta\omega_1=+50$  кгц; в —  $\Delta\omega_2=0$ ,  $\Delta\omega_1=-50$  кгц.



Соответственно на частоте  $\omega_2$  сигналы спинового эхо появляются в моменты времени  $2\tau$ ,  $(1 + \frac{\omega_1}{\omega_2})\tau$  и  $(2 + \frac{\omega_1}{\omega_2})\tau$ . Если  $\eta=0$ , то  $\omega_2/\omega_1=2$ ;  $\omega_1/\omega_2=1/2$  и можно наблюдать сигналы эхо в моменты времени  $2\tau$ ;  $3/2\tau$ ;  $5/2\tau$ ;  $3\tau$  и  $4\tau$ .

В качестве объекта исследования мы взяли  $CdJ_2$  (изотоп йода  $J^{127}$ ), где  $\eta=0$  [3]. При двухчастотном воздействии обнаружены все шесть сигналов эхо (рис. 1). В отличие от работы [3] при  $77^\circ K$  обнаружено вместо одной по две частоты для каждого перехода (см. таблицу).

$\omega_1$ , Мгц	$\omega_2$ , Мгц	$\eta$ , %	$eQq^{127}$
14.334	28.658	0	95.52
14.740	29.432	0	98.10

Отнесение частот  $\omega_1$  к  $\omega_2$  для определения  $\eta$  и  $eQq$  сделано на основе двухчастотного метода. Если происходил «захват» не соответствующих данному неэквивалентному

положению частот, то дополнительные сигналы эхо не возникали (например, 14.740 и 28.658 МГц).

Время поперечной релаксации  $T_2$  при 77° К различно для основных эхо ( $t=2\tau$ ) и дополнительных ( $t \neq 2\tau$ ). Так, на частоте  $\omega_2$  основное эхо давало  $T_2=1600$  мксек., а дополнительные  $T_2=300$  мксек. Это указывает на разную природу релаксации основных и дополнительных эхо, а также на возможность использования двухчастотного эхо для изучения распределения электрических и магнитных взаимодействий в кристаллах.

Интересные результаты получены при введении расстройки на частоте  $\omega_1$ , когда эхо детектировались на частоте  $\omega_2$  (рис. 2). При этом можно подавлять или усиливать отдельные сигналы. При  $\Delta\omega_1=0$ ,  $\Delta\omega_2=0$  наилучшие условия наблюдения всех сигналов эхо получались при длительности первых импульсов  $t_w=\pi/2$ , а вторых  $t'_w=\pi/3$ .

### Литература

- [1] В. С. Гречишкин, Н. Е. Айнбиндер. Письма в ЖЭТФ, 5, 87, 1967.  
 [2] В. С. Гречишкин. Докт. дисс., МФТИ, 1967; Сб. «Радиоспектроскопия», № 6, 12, вып. 3, 3, Пермь, 1969.  
 [3] R. G. Barnes, S. L. Segel, W. H. Jones. J. Appl. Phys., 33, 296, 1962.

Поступило в Редакцию 23 августа 1971 г.

УДК 539.134.11

## ЭФФЕКТИВНАЯ ВЕРОЯТНОСТЬ ИСПУСКАНИЯ РЕЗОНАНСНЫХ ФОТОНОВ АТОМАМИ В СЛУЧАЕ КОНТУРА ФОЙХТА

В. И. Сисун

В работах [1-3] на основании теории диффузии резонансного излучения получено выражение для эффективной вероятности испускания фотонов системой с характерным размером « $l$ ».

$$A_{\text{эфф.}} = A\gamma T(l), \quad (1)$$

$$T(l) = \int_0^{\infty} p(\nu) \exp[-k(\nu)l] d\nu. \quad (2)$$

Здесь  $p(\nu)$  — нормированная на единицу форма линии испускания,  $k(\nu)$  — коэффициент поглощения,  $A$  — вероятность спонтанного перехода,  $\gamma$  — численный коэффициент, зависящий от формы линии и геометрии системы. В этих же работах величины  $\gamma$  и  $T(l)$  рассчитаны для доплеровского и дисперсионного контуров. При больших  $k_0l$  для доплеровского контура

$$T(l) = \frac{1}{k_0l (\pi \ln k_0l)^{1/2}}, \quad (3)$$

$\gamma_{\text{доп.}}=1.6$  для цилиндра и  $\gamma_{\text{доп.}}=0.94$  для плоского слоя. Для дисперсионного контура

$$T(l) = \frac{1}{(\pi k_0l)^{1/2}}. \quad (4)$$

$\gamma_{\text{д.}}=1.11$  для цилиндра и  $\gamma_{\text{д.}}=0.81$  для плоского слоя. За  $l$  берется радиус цилиндра или половина толщины плоского слоя. Величина  $T(l)$  существенно зависит от формы контура, а так как реальные линии испускания имеют смешанный контур, представляет интерес вычисление  $A_{\text{эфф.}}$  и для этого случая.

В табл. 1 приведены результаты численного расчета величины  $T(l)$  по формуле (2) для контура Фойхта с различными значениями параметра  $a = \frac{\Delta\nu_{\text{д.}}}{\Delta\nu_{\text{д.}}} \sqrt{\ln 2}$ , здесь  $\Delta\nu_{\text{д.}}$  и  $\Delta\nu_{\text{д.}}$  соответственно дисперсионная и доплеровская полуширина.

Принималось  $k(\nu) = k_{0\text{д.}}p(\nu)$ ,  $k_{0\text{д.}}$  — коэффициент поглощения в центре доплеровского контура, величина  $p(\nu)$  бралась по Гarrisу [4].

В табл. 1 в скобках приведены значения  $T(l)$ , вычисленные по эмпирической формуле

$$T(l) = \frac{1-a}{k_{0\text{д.}}l (\pi \ln k_{0\text{д.}}l)^{1/2}} + \frac{\pi a \ln(1/a)}{10 (k_{0\text{д.}}l)^{1/2}}. \quad (5)$$