

ЗАПРЕЩЕННЫЙ АКУСТИЧЕСКИЙ ЯДЕРНЫЙ СОЛИД-ЭФФЕКТ В МОНОКРИСТАЛЛЕ CsJ

Г. Л. Антокольский, Л. Н. Ферштат, В. А. Шутилов

В работе [1] нами была получена динамическая поляризация ядер Li^7 в кристалле LiF за счет модуляции ультразвуком межъядерного диполь-дипольного взаимодействия на суммарной и разностной частоте прецессий ядер Li^7 и F^{19} . Согласно действующим для данного случая правилам отбора, возбуждаемые при этом акустические переходы, связанные с одновременной переориентацией двух разнородных спинов (Li^7 и F^{19}), относятся к "акустически разрешенным" [2], и поэтому наблюдавшийся в кристалле LiF эффект изменения поляризации ядер под действием ультразвука можно назвать "разрешенным акустическим солид-эффектом". Однако возможности акустического солид-эффекта не ограничиваются модуляцией магнитного дипольного взаимодействия, поскольку в акустическом ядерном резонансе (АЯР) существуют разнообразные механизмы взаимодействия ядер с ультразвуковыми волнами. В частности, для тяжелых ядер наиболее эффективным является "квадрупольный" механизм, обусловленный взаимодействием динамических градиентов локального электрического поля с квадрупольным моментом ядра [3]. В кристаллах же, в которых один из ядерных спинов сильно взаимодействует с решеткой благодаря квадрупольной спин-фононной связи, динамическая поляризация ядер может быть получена за счет возбуждения акустических переходов, связанных с существованием несекулярных членов диполь-дипольного взаимодействия, соответствующих перемешиванию различных неэквивалентных спиновых состояний [2]. Хотя для чистых состояний такие переходы и запрещены [2], в системе взаимодействующих спинов их вероятность может оказаться значительно больше вероятности разрешенных акустических переходов. Эти переходы и обусловленный ими акустический солид-эффект мы будем называть "запрещенными".

В настоящей работе нами получена динамическая поляризация ядер Cs^{133} при возбуждении ультразвуком запрещенных переходов такого типа в чистом кристалле CsJ . Этот кристалл содержит два сорта разнородных ядерных спинов, J^{127} и Cs^{133} , с различными гиромагнитными отношениями γ_J и γ_{Cs} , причем ядра J^{127} сильно связаны с решеткой квадрупольным спин-фононным взаимодействием (время релаксации $T_{1J} \cong 0,01 \text{ сек}$), а ядра Cs^{133} — аномально слабо ($T_{1Cs} \cong 500 \text{ сек}$). При этих условиях расчет дает для предельного изменения стационарной поляризации ядер Cs^{133} под действием ультразвука с частотой $|q|\omega_J \pm \omega_{Cs}$, соответствующей одному из запрещенных переходов, соотношение

$$(P_{Cs}^{cm})_{\text{макс}} = |q|\omega_J / \omega_{Cs}, \quad (1)$$

где $\omega_{J^{127}} = \gamma_J H_0$ и $\omega_{Cs^{133}} = \gamma_{Cs} H_0$ — частоты ларморовских прецессий ядер J^{127} и Cs^{133} во внешнем магнитном поле H_0 , а $q = \pm 1, \pm 2$ — величина, определяемая правилами отбора для разрешенных квадрупольных переходов в спин-системе J^{127} и соответствующая изменению магнитного квантового числа m_J на $\Delta m_J = q$. Из соотношения (1) следует, что предельное усиление поляризации, которое может быть достигнуто в рассматриваемой системе при возбуждении в ней запрещенных переходов на частоте $\omega_2^- \cong 2\omega_J - \omega_{Cs}$, в два раза превышает максимальную динамическую поляризацию за счет разрешенных акустических переходов [1, 2]. Вероятность последних определяется выражением [2]

$$W_{\text{разр}} \cong \gamma_J^2 \gamma_{Cs}^2 \hbar^2 g_0(\nu) s_0^2 / r^6, \quad (2)$$

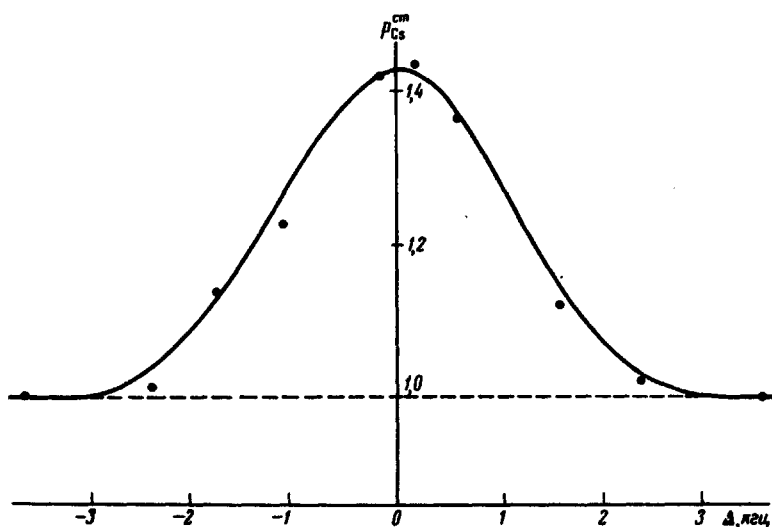
где \hbar — постоянная Планка, r — межъядерное расстояние, s_0 — амплитуда деформации в ультразвуковой волне и $g_0(\nu)$ — функция формы соответствующей линии АЯР. Вероятность запрещенных переходов в кристалле CsJ можно оценить из соотношения [2].

$$W_{q \text{ запр}} \cong W_q (H_{\text{лок}} / H_0)^2, \quad (3)$$

где $H_{\text{лок}}$ — локальное поле на ядре Cs^{133} , наводимое дипольными моментами ядер J^{127} , $W_q = R^2 g_0(\nu) s_0^2$ — вероятность обычных разрешенных квадрупольных переходов с $\Delta m_J = q$ в системе J^{127} на частоте $|q|\omega_J$, R — эффективная константа квадрупольной спин-фононной связи для ядер J^{127} . Выражения (2) и (3) позволяют произвести сравнительную оценку вероятностей $W_{\text{разр}}$ и $W_{q \text{ запр}}$ — при одной и той же амплитуде деформаций s_0 . В фиксированном поле $H_0 \sim 10 \text{ кэс}$ для $\Delta m \pm 2$ это дает ($r = 4,11 \text{ \AA}$, $R = 10^9 \text{ сек}^{-1}$ [5]) $W_{2 \text{ запр}} / W_{\text{разр}} \cong 10^3$. Таким образом, запрещенный акустический со- лид-эффект в кристалле CsJ должен существенно преобладать над разрешенным.

Эксперимент производился нами при комнатной температуре на импульсной установке, описанной в работе [4]. Состояние поляризации ядер Cs^{133} определялось по изменению начальной амплитуды сигнала свободной прецессии. Сигналы прецессии ядер Cs^{133} возбуждались

короткими электромагнитными импульсами, что позволяло наблюдать серию сигналов, монотонно спадающих по амплитуде. В промежутке между сериями в образце CsJ возбуждались продольные ультразвуковые колебания с частотой ω , варьируемой в пределах полосы преобразователя около расчетного значения разностной частоты запрещенного перехода $\omega_2^- \equiv 2\omega_J - \omega_{Cs} = 6,954 \text{ МГц}$ в магнитном поле H_0 около 6 кГс . Исследуемый образец кристалла CsJ имел форму цилиндра диаметром 12 мм , длиной $\sim 40 \text{ мм}$, вырезанного вдоль оси $[100]$, ориентированной перпендикулярно H_0 . К плоскому торцу образца приклеивалась пьезокварцевая пластинка X-среза, к которой прикладывалось электрическое напряжение до 750 в . Противоположный торец образца скалывался для образования в нем диффузного ультразвукового поля.



Усиление стационарной поляризации ядер Cs^{133} в монокристалле CsJ продольными ультразвуковыми волнами с частотой, изменяемой на величину Δ относительно расчетного значения разностной частоты запрещенного перехода $(2\omega_J - \omega_{Cs})/2\pi = 6,954 \text{ МГц}$ в магнитном поле $H_0 = 6,0 \text{ кГс}$

Результаты эксперимента представлены на рисунке в виде зависимости относительной стационарной поляризации P_{Cs}^{cm} ядер Cs^{133} , пропорциональной наблюдаемой начальной амплитуде сигналов прецессии, от расстройки Δ частоты ультразвука $\omega/2\pi$ относительно расчетного значения разностной частоты $\omega_2^-/2\pi$. Как видно из этого рисунка, в полосе частот шириной $\delta \approx 2,5 \text{ кГц}$ наблюдается акустическое усиление поляризации ядер Cs^{133} до 50% в центре линии запрещенного солид-эффекта, совпадающей с расчетным значением ω_2^- . Относительная погрешность этих измерений не превышала 5%. Таким образом, наблюдаемый эффект (исчезавший при нарушении акустического контакта между преобразователем и образцом), действительно соответствует динамической поляризации ядер Cs^{133} за счет возбуждения акусти-

ческих запрещенных переходов. Вероятность этих переходов в центре линии солид-эффекта ($\Delta = 0$), вытекающая из полученной экспериментальной кривой, составляет $0,5 \cdot 10^{-3} \text{ сек}^{-1}$, что по порядку величины согласуется с расчетным значением, вычисленным по формуле (3) с привлечением известных параметров кристалла CsJ.

В заключение авторы благодарят И.Г. Михайлова за содействие в работе и В.И. Смушкова за предоставленные образцы кристаллов CsJ.

Ленинградский
государственный университет
им. А.А.Жданова

Поступила в редакцию
28 сентября 1972 г.

Литература

- [1] Г.Я. Антокольский, Л.Н. Ферштат, В.А. Шутилов. Письма в ЖЭТФ, 13, 404, 1971.
 - [2] А.Абрагам. Ядерный магнетизм. М., ИИЛ, 1963.
 - [3] А.Р. Кессель. Ядерный акустический резонанс. М., изд. Наука, 1969.
 - [4] В.А. Шутилов, Г.Л. Антокольский. Ядерный магнитный резонанс, 2, 134, 1968.
 - [5] M. Menes, D. J. Volef. J. Chem. Solids, 19, 79, 1961.
-