

Вещество	$t, ^\circ\text{C}$	$f, \text{Ггц}$	$c_T, \text{м/сек}$	$\alpha/f^2 \cdot 10^{17}, \text{см}^{-1} \cdot \text{сек}^2$	Вещество	$t, ^\circ\text{C}$	$f, \text{Ггц}$	$c_T, \text{м/сек}$	$\alpha/f^2 \cdot 10^{17}, \text{см}^{-1} \cdot \text{сек}^2$
Втор-бутанол	-40	4,860	1507	70	Октанол	10	4,680	1460	72
	-20	4,449	1393	60		20	4,500	1407	69
	0	4,098	1299	54		30	4,370	1371	64
	20	3,903	1249	45		40	4,280	1347	55
Третичный амиловый спирт	-5	4,431	1400	110	Нонанол	10	4,550	1418	80
	0	4,224	1336	120		20	4,470	1397	70
	10	4,128	1310	93		30	4,280	1340	60
	22	3,851	1230	80		40	4,210	1327	40
	40	3,495	1118	50	Этиловый эфир молочной кислоты	10	3,351	1067	84
15	4,737	1473	65	20		3,642	1157	75	
20	4,638	1444	63	30		3,732	1182	87	
30	4,521	1411	50	40		3,999	1262	87	
40	4,407	1379	37						
50	4,233	1329	23						

ная ошибка измерений амплитудного коэффициента поглощения гиперзвука составляла 10—15%.

В таблице представлены значения частоты гиперзвука f , его скорости c_T и величины α/f^2 для исследованных жидкостей при различных значениях температуры t .

Спирты и эфир предварительно высушивались, затем очищались при помощи многократной перегонки. Чистота жидкостей контролировалась по измерениям плотности и показателя преломления.

ЛИТЕРАТУРА

1. О. И. Зиновьев, А. Я. Приходько, В. А. Парзян. Структура жидкого бензилового спирта и кинетика процессов ее перестройки. Сб. Физика и физико-химия жидкостей, вып. 3, изд-во МГУ, 1976, стр. 97—107.
2. О. И. Зиновьев, М. И. Шахпароов, В. А. Парзян, А. Я. Приходько, А. К. Каршибаев. О механизме акустической релаксации в жидких изомерных ксилолах. Вестн. МГУ, химия, 1975, 5, 526—530.
3. О. И. Зиновьев. Установка для измерения скорости и поглощения звука в жидкостях на частотах от 2 до 6—7 Ггц. Вестн. МГУ, химия, 1975, 2, 166—170.
4. С. Г. Раутиан. Идеальные и реальные приборы. УФН, 1958, 66, 475—503.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова,
химический факультет

Поступила
10 июня 1976 г.

УДК 534.286

КВАНТОВАНИЕ СПИНОВ В ПОЛЕ СИЛЬНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ

А. Р. Кессель, М. М. Шакирзянов

Ретфилдом [1] был установлен интересный факт квантования спинов относительно амплитуды переменного магнитного поля во вращающейся вместе с полем системе координат. При этом спин оказывается в состояниях квазиэнергии, которые в общем виде были введены в работах [2, 3] и в настоящее время вызывают повышенный интерес [4]. Спиновые состояния квазиэнергии обладают рядом свойств, присущих обычным шредингеровским состояниям: при некоторых условиях для них могут быть введены спиновая температура (T_s) и каноническое распределение [1, 5], поставлены опыты по адиабатическому размагничению [6] и резонансу во втором низкочастотном поле [1]. Все эти результаты относятся к квантованию спинов в электромагнитном поле. Ниже изучаются спиновые состояния квазиэнергии в поле сильной акустической волны.

Рассмотрим помещенный в постоянное магнитное поле кубический кристалл, содержащий ядра со спином $I=3/2$. Пусть вдоль одной из осей кристалла (C_4) распространяются продольные акустические колебания частоты ω . При пренебрежении

процессами спин-решеточной релаксации спиновый гамильтониан задачи имеет вид

$$(1) \quad H = H_0 + H^t + H_d,$$

$$H_0 = \hbar\omega_0 \sum_j I_j^z, \quad H^t = \hbar GU_0 \sum_j (I_{+j}^2 + I_{-j}^2) \cos(\omega t - kx_j),$$

где ω_0 — зееманова частота, G — константа динамической, квадрупольной спин-фонной связи [7], U_0 — амплитуда деформаций, H_d — адиабатическая часть спин-спиновых взаимодействий [8]. Случай сильного акустического поля подразумевает, что $a = GU_0 \gg H_d/\hbar$.

С помощью канонического преобразования $U = \exp\left(\frac{i\omega t}{2} I_z\right)$ перейдем к вращающейся системе координат, в которой гамильтониан (1) приобретает форму

$$(2) \quad H = H_0 + H_d + H^{tt}, \quad H_0 = \hbar\Delta \sum_j I_j^z + \hbar \frac{a}{2} \sum_j (I_{+j}^2 e^{ikh_j} + I_{-j}^2 e^{-ikh_j}),$$

где $H_d = UH_dU^{-1}$, $2\Delta = 2\omega_0 - \omega$. Вклад вращающейся на двойной частоте 2ω части H^{tt} оператора H^t в дальнейшем можно не учитывать (резонансное приближение [8]). Диагонализация оператора H_0 дает уровни квазиэнергии и соответствующие состояния квазиэнергии ядра

$$(3) \quad \begin{aligned} \varepsilon_{\pm 3} &= \pm \frac{\hbar}{2} (\kappa + \Delta), & \varepsilon_{\pm 1} &= \pm \frac{\hbar}{2} (\kappa - \Delta), \\ \kappa &= 2\sqrt{\Delta^2 + 3a^2}, \\ \psi_{\pm 3} &= c_1 \varphi_{\pm 3} \pm c_{-1} e^{\pm ikx} \varphi_{\mp 1}; \\ \psi_{\pm 1} &= c_1 \varphi_{\pm 1} \pm c_1 e^{\pm ikx} \varphi_{\mp 3}, \end{aligned}$$

где φ_{2m} — собственная функция гамильтониана H_0 , соответствующая $I_z = m$,

$$c_{\pm 1}^2 = \frac{\kappa \pm 2\Delta}{2\kappa}.$$

В условиях точного резонанса ($\Delta = 0$) два двухкратно вырожденных уровня квазиэнергии соответствуют спектру ядерного квадрупольного резонанса спина $3/2$. Возникновение спектра этого резонанса в представлении квазиэнергии связано с квадрупольным механизмом взаимодействия спинов со звуком, тогда как исходный спектр магнитного резонанса снимается переходом во вращающуюся систему координат. При $\Delta \neq 0$ во вращающейся системе координат результирующее магнитное поле оказывается не равным нулю и снимает двухкратное вырождение в соответствии с формулами (3).

В сильном акустическом поле, когда интервалы между уровнями квазиэнергии существенно превосходят спин-спиновые взаимодействия, можно ставить опыты по возбуждению резонансных переходов между уровнями квазиэнергии. Низкочастотное магнитное поле, приложенное параллельно постоянному, будет при $\Delta = 0$ индуцировать переходы между уровнями квазиэнергии $\varepsilon_{\pm 3} \leftrightarrow \varepsilon_{\mp 1}$ на частоте κ , что полностью соответствует правилам отбора в ядерном квадрупольном резонансе.

Взаимодействие H_d в представлении квазиэнергии состоит из адиабатической $H_d^{ад}$ и неадиабатической $H_d^{н.ад}$ относительно спектра ядерного квадрупольного резонанса частей $H_d = H_d^{ад} + H_d^{н.ад}$. Величина $H_d^{ад}$ определяет спин-спиновую ширину уровней квазиэнергии. Расчеты показали, что отношение второго момента M_2^* резонансной линии на уровнях квазиэнергии ко второму моменту линии ЯАР M_2 в лабораторной системе координат равно

$$\frac{M_2^*}{M_2} = \frac{1}{75} (1-b) [11 - 18b(3 - 22b)], \quad b = \left(2 \frac{\Delta}{\kappa}\right)^2,$$

что при $\Delta = 0$ соответствует эффективному сужению приблизительно в 2,5 раза, которое увеличивается с ростом Δ .

Взаимодействие H_d на временах порядка времени спин-спиновой релаксации приводит к установлению канонического распределения и спиновой температуры T_s на уровнях квазиэнергии. Предполагая, что среднее значение гамильтониана $H =$

$=H_0 + H_d$ сохраняется в этом процессе [8], можно связать T_s с температурой образца T_0 в отсутствие акустического поля

$$T_s = T_0 \frac{\Delta^2 + \omega_d^2 + (2\sqrt{3}a)^{2/5}}{\omega_0 \Delta + \omega_d^2}, \quad \hbar^2 \omega_d^2 = Sp H_d^2 / Sp I_z^2.$$

Оценим, какие нужны деформации, чтобы выполнялось условие сильного акустического поля, которое для гауссовой формы линии ядерного акустического резонанса имеет вид

$$2\sqrt{3}a = \kappa_{|\Delta=0} \gg 2,35\sqrt{M_2} = \Delta\nu_{ss},$$

где $\Delta\nu_{ss}$ — спин-спиновая ширина линии резонанса. Например, для ядер Na^{23} в монокристалле NaCl ($I=3/2$) $\Delta\nu_{ss}(\text{Na}^{23})$ слабо зависит от направления постоянного магнитного поля и равна $\sim 2,4 \cdot 10^3$ гц, тогда как для ядер Cl^{35} ($I=3/2$) $\Delta\nu_{ss}(\text{Cl}^{35})$ проявляет значительную ориентационную зависимость и меняется от $\sim 1,2 \cdot 10^3$ гц для [100] до $\sim 2,35 \cdot 10^2$ гц для [111]. Пользуясь результатами акустических измерений [9], получаем

$$\kappa_{|\Delta=0}^{\text{Na}^{23}} = 4,2 \cdot 10^7 U_0 \text{ гц}, \quad \kappa_{|\Delta=0}^{\text{Cl}^{35}} = 8,4 \cdot 10^7 U_0 \text{ гц}.$$

Таким образом, амплитуды деформаций порядка $U_0 \sim (2-3) \cdot 10^{-4}$, которые в настоящее время достигают в экспериментах по акустическому насыщению ядерного магнитного резонанса [10, 11], обеспечивают выполнение условий сильного акустического поля в этом монокристалле.

Предыдущее рассмотрение относилось к бегущим акустическим волнам. В случае стоячих акустических волн расщепление уровней КЭ окажется периодической функцией координат (например, $\kappa = 2\sqrt{3}a \sin kx$ при $\Delta=0$) и квантование может иметь место только вблизи пучностей стоячей волны.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. G. Redfield. Nuclear magnetic resonance saturation and rotary saturation in solids. Phys. Rev., 1955, 98, 6, 1787—1809.
2. А. И. Никишов, В. И. Ригус. Квантовые процессы в поле плоской электромагнитной волны и в постоянном магнитном поле. ЖЭТФ, 1964, 46, 2, 776—796.
3. Я. Б. Зельдович. Квазиэнергия квантовой системы, подвергающейся периодическому воздействию. ЖЭТФ, 1966, 51, 5, 1492—1495; В. И. Ригус. Сдвиг и расщепление атомных уровней полем электромагнитной волны. ЖЭТФ, 1966, 51, 5, 1544—1549.
4. Я. Б. Зельдович. Рассеяние и излучение квантовой системой в сильной электромагнитной волне. Успехи физ. наук, 1973, 110, 1, 139—151.
5. М. Гольдман. Спиновая температура и ЯМР в твердых телах. М., «Мир», 1972.
6. С. Р. Slichter, W. C. Holton. Adiabatic Demagnetization in Rotating Reference System. Phys. Rev., 1961, 122, 6, 1701—1708.
7. А. Р. Кессель. Ядерный акустический резонанс. М., «Наука», 1969.
8. А. Абрагам. Ядерный магнетизм, М., Изд-во иностр. лит., 1963.
9. Д. Болеф. Физическая акустика, 4А, гл. 3. М., «Мир», 1969.
10. В. А. Голенищев-Кутузов, Н. К. Соловаров, В. Ф. Тарасов. Акустическое возбуждение ядерного спинового эха. Письма в ЖЭТФ, 1975, 22, 5, 266—270.
11. В. А. Шутилов, Г. А. Антокольский. Ультразвуковое возбуждение магнитных дипольных переходов ядер F^{19} в монокристалле LiF . ФТТ, 1967, 9, 4, 1231—1234.

Казанский физико-технический институт
Академии наук СССР

Поступила
4 октября 1976 г.

УДК 534.286—8

К ВОПРОСУ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЧИСЕЛ ГИДРАТАЦИИ ЭЛЕКТРОЛИТА УЛЬТРААКУСТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Р. И. Савицкас, И. Н. Ципарис

Для вычисления суммарного числа гидратации ионов электролита h по данным измерений коэффициентов адиабатической сжимаемости воды β_0 и водного раствора электролита β применяется следующая формула [1, 2]:

$$(1) \quad h = \frac{\rho - \rho_0(\beta/\beta_0) - c}{c} \frac{M}{M_0}.$$

Здесь ρ_0 и ρ — плотность воды и раствора, M_0 и M — молекулярные массы воды и электролита, а c — концентрация раствора.