

Косвенное взаимодействие между ядерными спинами ^{207}Pb – ^{207}Pb и ^{17}O – ^{207}Pb в металлической фазе оксидов $\text{BaPb}_{1-x}\text{Bi}_x\text{O}_3$

А. В. Погудин, В. В. Оглобличев, Ю. В. Пискунов, А. П. Геращенко, С. В. Верховский¹⁾, А. Ю. Якубовский⁺, А. Трокинер*

Институт физики металлов Уральского отделения РАН, 620219 Екатеринбург, Россия

⁺ Российский научный центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

*Laboratoire de Physique du Solide, ESPCI, 75231 Paris, France

Поступила в редакцию 3 июня 2004 г.

Выполнены эксперименты по измерению сигнала спинового эха ^{207}Pb и сигнала двойного резонанса спинового эха ^{17}O – ^{207}Pb в металлической фазе оксидов $\text{BaPb}_{1-x}\text{Bi}_x\text{O}_3$ ($x < 0.15$). Измерены константы косвенного гомоядерного (^{207}Pb – ^{207}Pb) и гетероядерного (^{17}O – ^{207}Pb) взаимодействий ядерных спинов через электронную систему зоны проводимости. Получены свидетельства о развитии микроскопически неоднородного распределения спиновой плотности в Bi-содержащих оксидах.

PACS: 74.70.–b, 76.60.–k

В последние годы широко обсуждается влияние статической и динамической зарядовой неоднородности в подрешетке октаэдров $\text{Pb}(\text{Bi})\text{O}_6$ на электронные состояния зоны проводимости оксида $\text{BaPb}_{1-x}\text{Bi}_x\text{O}_3$ [1–3]. Область сверхпроводящих составов ($0.1 < x < 0.35$) металлической фазы примыкает к концентрационному ($x_c \approx 0.35$) переходу в полупроводниковое состояние оксида с энергетической щелью, достигающей, по данным электронного транспорта, значения $\Delta \cong 0.3$ эВ в BaBiO_3 [4]. Сравнительно малая плотность носителей тока ($\sim 10^{21}$ см⁻³), зарядовые флуктуации, связанные с неоднозначностью валентного состояния ионов висмута ($\text{Bi}^{4+\delta}/\text{Bi}^{4-\delta}$), могут способствовать развитию неустойчивости однородного по кристаллу состояния электронной системы в оксидах металлической фазы. Данные измерений магнитной восприимчивости [1] и среднего сдвига линий ЯМР ^{207}Pb , ^{17}O [5] указывают на монотонный рост плотности состояний на уровне Ферми $N(E_F)$ по мере приближения к переходу металл–полупроводник. Наряду с ростом среднего сдвига Найта $\langle K \rangle$, пропорционального однородному ($q = 0$) вкладу в спиновую восприимчивость χ_s , в сверхпроводящих составах отмечен рост ширины распределения сдвигов ΔK , достигающей величины самого сдвига $\langle K \rangle$ (рис.1). В результате детального анализа изменений с концентрацией x формы магнитного уширения спектров получены свидетельства аномального роста локальной спиновой восприимчи-

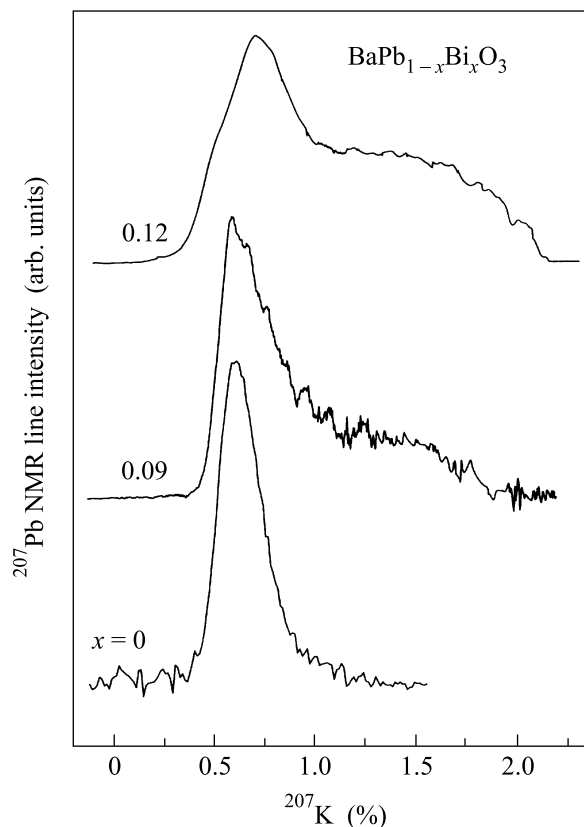


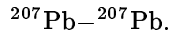
Рис.1. Спектры ЯМР ^{207}Pb в металлической фазе оксидов $\text{BaPb}_{1-x}\text{Bi}_x\text{O}_3$ при $T = 20$ К. $^{207}K_S$ – сдвиг Найта

вости χ_s в областях, содержащих атомы Bi, с характерными размерами, не превышающими удвоенного параметра a псевдокубической элементарной ячейки

¹⁾e-mail: verkhovskii@imp.uran.ru

перовскита [5]. Перколяционного перекрытия подобных областей следует ожидать в сверхпроводящих составах оксида ($x > 0.12$).

В настоящей работе сведения, касающиеся пространственной дисперсии $\chi_s(q)$ в металлической фазе $\text{BaPb}_{1-x}\text{Bi}_x\text{O}_3$ ($x < 0.15$) оксидов, получены из измерений констант косвенного взаимодействия ядер соседних атомов Pb – Pb (^{207}J), O – Pb (^{17}J), а также скорости затухания сигнала спинового эха (T_2^{-1}) ядер ^{207}Pb в результате экспериментов по спиновому эху ^{207}Pb и двойному резонансу спинового эха (SEDOR) ^{17}O – ^{207}Pb .



В металлической фазе состояния зоны проводимости формируются с участием $6s$ -орбиталей атомов Pb (Bi). Положительный знак изотропной части сдвига Найта ^{207}K [5] позволяет рассматривать контактное взаимодействие Ферми в качестве основного сверхтонкого взаимодействия ядер ^{201}S ($S = 1/2$) с электронами зоны проводимости (σ) оксида:

$$\begin{aligned} H_{\text{en}} &= (8\pi/3)\gamma_S\gamma_{el}\hbar^2(\sigma\mathbf{S})\langle|U_{6s}(r=0)|^2\rangle_{EF} = \\ &= -\gamma_S\hbar H_{hf}(\sigma\mathbf{S}), \end{aligned} \quad (1)$$

где $^{207}H_{hf}$ – контактное сверхтонкое поле, создаваемое на ядрах S спином $\sigma = 1/2$; γ_S – гироманнитное отношение ядра ^{207}Pb . Большая величина $^{207}H_{hf}$ приводит к тому, что спин-спиновое взаимодействие ядер тяжелых атомов свинца ($z = 82$) определяется, в основном, скалярным косвенным взаимодействием через электроны проводимости $\hbar\Sigma_{i<j}^{207}J_{ij}(\mathbf{S}_i, \mathbf{S}_j)$, которое существенно превышает по интенсивности дипольное взаимодействие магнитных моментов ядер свинца. При наличии локальных магнитных неоднородностей $\hbar\Sigma_i\delta\omega_i S_{iz}$, приводящих к неоднородно уширенной линии ЯМР ^{207}Pb ($|\delta\omega_i - \delta\omega_j| \gg |^{207}J_{ij}|$), скалярное косвенное взаимодействие ядерных спинов $\mathbf{S}_i(\mathbf{r}_i)$ и $\mathbf{S}_j(\mathbf{r}_j)$ одного сорта, удаленных друг от друга на расстояние $\mathbf{R}_{ij} = \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j$, определяется секулярной частью и имеет вид

$$H_{\text{ind},ij} = \hbar^{207}J_{ij}S_{iz}S_{jz} = \gamma_S^2\hbar^2H_{hf}^2(6s)\chi'_s(\mathbf{R}_{ij})S_{iz}S_{jz}. \quad (2)$$

Константа косвенного взаимодействия $^{207}J_{ij}$ связана с действительной частью нелокальной спиновой восприимчивости $\chi'_s(\mathbf{R})$, которая в свою очередь для электронного газа в металле в единицах плотности электронных состояний имеет следующий вид:

$$\chi'_s(\mathbf{R}) = N(E_F)\Sigma_{q>0}F_L(q)\exp(-iq\mathbf{R}) = N(E_F)\Phi(\mathbf{R}), \quad (3)$$

где $F_L(q)$ – функция Линдхарда, определяющая статическую диэлектрическую проницаемость металла; $N(E_F)$ – плотность состояний на уровне Ферми.

Эксперименты по спиновому эху ^{207}Pb выполнены в области температур (10–100) К в магнитном поле $H_0 \sim 94$ кЭ на однофазных поликристаллических образцах $\text{BaPb}_{1-x}\text{Bi}_x\text{O}_3$ ($x = 0.00; 0.09; 0.12$) с различной концентрацией ЯМР изотопа свинца $^{207}\text{C} = 0.226; 0.95$. Синтез и детали структурной аттестации образцов описаны ранее в [5, 6]. Сигнал спинового эха $E(2t)$ формировался с использованием последовательности $\pi/2 - t - \pi - t - \text{echo}$ двух когерентных радиочастотных импульсов, создающих в резонансной катушке с образцом переменное магнитное поле с амплитудой круговой компоненты $H_1 \sim 200$ Э. Длительность $\pi/2$ -импульса, осуществляющего поворот в спиновом пространстве S -спинов на угол $\pi/2$, не превышала 1.4 мкс, что позволяло инвертировать знак поляризации ядерных спинов в пределах ширины линии в исходном оксиде BaPbO_3 и селективно возбуждать различные участки существенно более широкого спектра ЯМР в оксидах $x > 0$.

Сигнал спинового эха $E(2t) \sim \text{Sp}\{\rho(2t)S_x\}$ достигает максимума в момент времени $2t$. Матрица плотности $\rho(t)$ спин-системы (S), описывающая эволюцию во времени операторов спина $S_x = \Sigma_j S_{jx}$ во вращающейся (ω_{0S}) системе координат, $\rho(t=0) \sim S_z$. В момент времени $2t$ матрица плотности $\rho(t)$ имеет вид [7]

$$\rho(2t) \sim \exp(-iHt)\exp(-i\hat{H}t)S_x\exp(i\hat{H}t)\exp(iHt), \quad (4)$$

$$H = \hbar\Sigma_i\delta\omega_i S_{iz} + \hbar\Sigma_{i<j}^{207}J_{ij}S_{iz}S_{jz}, \quad (5)$$

где $\hat{H} = R(\pi)$, $H = R^{-1}(\pi)$ – гамильтониан спин-спиновых взаимодействий ядер свинца, преобразованный в результате действия второго π -импульса в момент времени t ; $R(\pi)$ -оператор соответствующего унитарного преобразования. Согласно (4) и (5), лишь секулярная часть косвенного взаимодействия, имеющая вид квадратичной формы в спиновом гамильтониане (5), определяет поведение $E(2t)$ в зависимости от интервала времени t между импульсами, формирующими сигнал эха [7–9]:

$$E(2t) \sim \Pi_{i,j} \cos(J_{ij}t). \quad (6)$$

На начальных временах ($J_{ij}t < 1$) изменение амплитуды эха $E(2t)$ следует гауссовой кривой с характерной скоростью затухания [7]

$$T_{2,\text{gauss}}^{-1} = \{^{207}c 1/3S(S+1)\Sigma_j(^{207}J_{ij})^2\}^{1/2}, \quad (7)$$

пропорциональной вкладу косвенного взаимодействия ядер в однородную ширину линии ЯМР ^{207}Pb .

Из данных $E(2t)$, приведенных на рис.2 для оксидов, $x = 0; 0.09$, видно, что скорость необратимо-

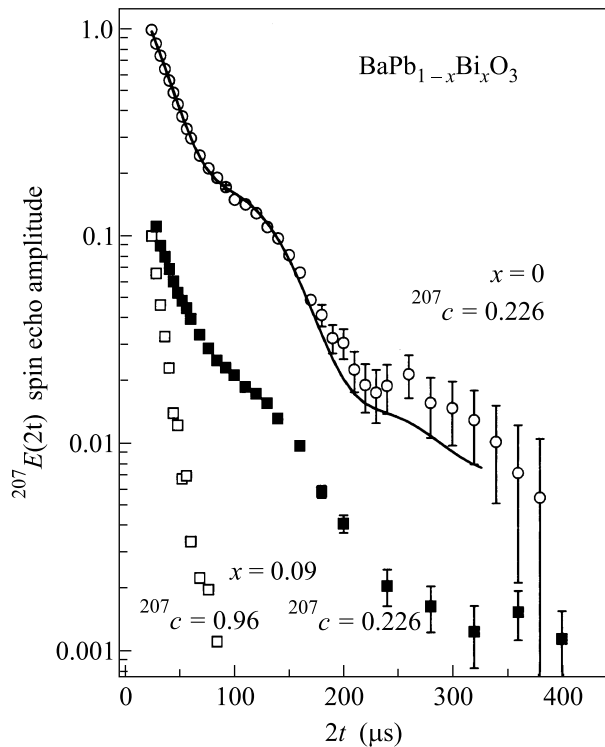


Рис.2. Затухание амплитуды спинового эха ядер свинца $^{207}E(2t)$ в оксидах $\text{BaPb}_{1-x}\text{Bi}_x\text{O}_3$ с ростом интервала времени задержки t в импульсной последовательности $\pi/2 - 1 - \pi$, формирующей сигнал эха в магнитном поле 94 кЭ при $T = 20$ К: \circ - $x = 0.00$, $^{207}c = 0.226$; \blacksquare - $x = 0.09$, $^{207}c = 0.226$; \square - $x = 0.09$, $^{207}c = 0.96$. Сплошная кривая - результат аппроксимации данных $^{207}E(2t; x = 0.00)$ выражением вида $\exp(-2t/T_2) \cdot \cos(2\omega_{osc}t)$

го затухания эха велика. Ее значение T_2^{-1} ($^{207}c = 0.226$) = $18(3) \text{ мс}^{-1}$ существенно превосходит вклад, определяемый дипольным взаимодействием магнитных моментов ядер $(T_2^{-1})_{\text{dip}}$ ($^{207}c = 0.226$) $\approx 0.3 \text{ мс}^{-1}$, что оправдывает использование гамильтониана спин-спиновых взаимодействий ядер свинца в форме (5). Более того, для исходного оксида BaPbO_3 установлено, что в области $T < 100$ К значение T_2 не зависит от температуры и остается неизменным также при уменьшении амплитуды радиочастотного поля в импульсе до $H_1 \sim 50$ Э.

При расширении интервала времени $2t$ для исследованных в данной работе оксидов с естественным содержанием ЯМР изотопа ($^{207}c = 0.226$) обнаружены осцилляции в затухании амплитуды спинового эха.

Модулированное поведение $E(2t)$ удовлетворительно аппроксимировалось выражением вида

$$E(2t) \propto \exp\left(\frac{-2t}{T_2}\right) (1 + a \cos(\omega_{osc}2t)), \quad (8)$$

содержащим лишь одну гармонику с частотой ω_{osc} . Результат аппроксимации для $x = 0.00$ показан сплошной линией на рис.2 с параметрами $T_2 = 45(5) \text{ мкс}$ и $\omega_{osc} = 45(5) \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$. При хаотическом распределении ЯМР изотопа ^{207}Pb по позициям атомов свинца в оксиде осциллирующий вклад $E(2t)$ обусловлен множителем $\cos(J_{1nn}t)$ с максимальной константой $^{207}J_{1nn} = 2\omega_{osc} = 90(10) \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$, которая соответствует разнесенным на минимально возможное расстояние ($R_{12} = a$) паре спинов-соседей \mathbf{S}_1 и \mathbf{S}_2 , связанных между собой косвенным взаимодействием через электроны проводимости. Таким образом, наблюдение осцилляций амплитуды эха позволило получить прямую оценку константы косвенного взаимодействия ядер соседних атомов свинца в оксидах. Соответствующая теоретическая оценка $^{207}J_{1nn}$, выполненная для BaPbO_3 в рамках модели Рудермана-Киттеля [7, 10] с использованием выражений (2) и (3) при $2k_F a = 0.75\pi$ [11] и $^{207}H_{hf} = 4.2(4) \cdot 10^6$ Э [12], дает значение константы $^{207}J_{1nn,calc} = 95 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$, удивительно близкое к полученному из измерений частоты осцилляций $E(2t)$. Оценки констант косвенного взаимодействия более удаленных атомов Pb, расположенных во второй ($^{207}J_{2nn,calc} \approx 20 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$) и третьей ($^{207}J_{3nn,calc} \approx 9 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$) катионных сферах, выполненные с использованием того же подхода, указывают на короткодействующий характер косвенного взаимодействия ядер свинца в оксиде.

С ростом ^{207}c затухание амплитуды эха приобретает аperiодический характер, одновременно увеличивается скорость затухания. Отношение скоростей затухания эха, измеренных для двух образцов оксида $x = 0.09$ с различной концентрацией ^{207}Pb изотопа (рис.2)

$$\frac{T_2^{-1}(^{207}c = 0.95)}{T_2^{-1}(^{207}c = 0.226)} = 2.5(6),$$

находится в хорошем соответствии с ожидаемым согласно (7) ростом $T_2^{-1} \sim (^{207}c)^{1/2}$ в 2.2 раза в более обогащенном образце. Ограничение, связанное с так называемым “мертвым временем” приемного тракта импульсного спектрометра ЯМР, не позволило проследить детали начальной эволюции $E(2t)$ при $t < 8$ мкс. В приведенных ниже результатах величина T_2 оценивалась как интервал времени, в течение которого амплитуда эха уменьшается в e раз, предполагая экспоненциальную форму затухания $E(2t) \sim \exp(-2t/T_2)$. В оправдание выбранной процедуры

измерения следует заметить, что расчет вклада H_{ind} во второй момент линии ЯМР ^{207}Pb приводит для BaPbO_3 к оценке $T_{2,\text{calc}} = 1.4T_{2,\text{gauss}} \approx 35$ мкс, достаточно близкой к измеренному $T_2 = 45(5)$ мкс.

На рис.3 приведены значения константы $^{207}J_{1nn}$ (□) и характерного времени затухания эха $^{207}T_2^{-1}$ (■), измеренные на участках неоднородно уширен-

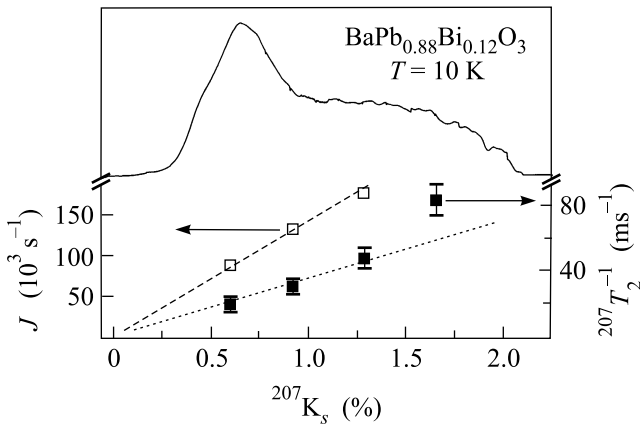
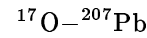


Рис.3. Константа косвенного взаимодействия ядер ^{207}Pb ближайших соседей – катионов свинца $^{207}J_{1nn}$ и скорость необратимого затухания спинового эха $^{207}T_2^{-1}$ в зависимости от сдвига Найта $^{207}K_s$ в $\text{BaPb}_{0.88}\text{Bi}_{0.12}\text{O}_3$. Данные соответствуют участкам (K_s) неоднородно уширенной линии ЯМР ^{207}Pb , приведенной в верхней части рисунка

ной линии с различным найтовским сдвигом $^{207}K_s$ в оксиде $\text{BaPb}_{0.88}\text{Bi}_{0.12}\text{O}_3$. Рост $^{207}J_{1nn} \sim K_s$, согласно (2) указывает на то, что ближайшие соседи – атомы свинца, определяющие осциллирующий вклад в затухание амплитуды эха $E(2t)$, находятся в области с близким значением локальной спиновой восприимчивости $\chi_{s,\text{loc}} \sim K_s$. С другой стороны для появления осцилляций необходимо, чтобы имело место различие резонансных частот $(\delta\omega_i - \delta\omega_j)$ возбуждаемой радиочастотным импульсом пары “одинаковых” соседних спинов S_i, S_j : $|(\delta\omega_i - \delta\omega_j)| \gg |^{207}J_{1nn}|$ [7–9]. Различие резонансных частот обусловлено изменением $\Delta\chi_{s,\text{loc}}$ локальной спиновой восприимчивости электронов зоны проводимости оксида. Ее относительное изменение $|\Delta\chi_{s,\text{loc}}/\chi_s(q=0)|$ на расстоянии порядка межатомного $|\Delta\chi_{s,\text{loc}}/\chi_{s,\text{loc}} \gg \max |^{207}J_{1nn}| / \langle K_s \rangle \omega_0 \approx 0.07$ является оценкой снизу характерных микронеоднородностей основного состояния электронной системы в оксиде $\text{BaPb}_{0.88}\text{Bi}_{0.12}\text{O}_3$. Ранее было выяснено, что рост коротковолновых вкладов в χ_s по сравнению с ее значением, средним по кристаллу, происходит в микрообластях кристалла, содержащих Bi [5].

В результате экспериментов по спиновому эхо ^{207}Pb получены прямые свидетельства в пользу микроскопического характера неоднородного состояния электронной системы в образцах оксида, для которых по данным рентгеновской дифракции отсутствуют признаки макроскопического фазового расслоения.



Магнитная неоднородность, развивающаяся в $\text{BaPb}_{1-x}\text{Bi}_x\text{O}_3$ оксидах при $x \geq 0$, проявляется также в распределении сдвигов линии ЯМР ^{17}O [5]. Атомы кислорода в соединении $\text{BaPb}_{1-x}\text{Bi}_x\text{O}_3$ располагаются в вершинах октаэдров, в центре которых находятся катионы $\text{Pb}(\text{Bi})$. Ядро изотопа ^{17}O обладает спином $^{17}I = 5/2$ и электрическим квадрупольным моментом $^{17}Q = -0.27 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$. В результате резонансная частота ^{17}O определяется не только сверхтонкими магнитными взаимодействиями, как в случае атомов свинца, но также взаимодействием H_Q квадрупольного момента ядра с градиентом электрического поля eV_{ii} , создаваемого электронным и ионным окружением. При малых концентрациях Bi симметрия зарядового окружения атомов кислорода близка к аксиальной, и в сильном магнитном поле $\mu_I H_0 \gg |H_Q|$ линия ЯМР центрального перехода $m = 1/2 \leftrightarrow -1/2$ имеет для поликристаллических образцов характерный двугорбый вид (рис.4а), обусловленный квадрупольным расщеплением $\sim |H_Q|^2 / \mu_I H_0$. Для состава BaPbO_3 спектр удовлетворительно описывается в предположении магнитной эквивалентности позиций атомов кислорода в кристалле. В составе $\text{BaPb}_{0.91}\text{Bi}_{0.09}\text{O}_3$ магнитная эквивалентность позиций атомов кислорода нарушается. Спектр центрального перехода, измеренный при комнатной температуре (рис.4б), обнаруживает тонкую структуру. При концентрации изотопа ^{17}O $^{17}c \approx 0.15$ в исследованных оксидах тонкая структура линий и релаксационные характеристики ядер ^{17}O обусловлены распределением локальных магнитных полей, создаваемых соседними катионами $\text{Pb}(\text{Bi})$. Соответственно, гетероядерное взаимодействие H_{IS} между ядерным спином I и спинами S , принадлежащих более тяжелым атомам $\text{Pb}(\text{Bi})$, содержит два основных вклада:

$$H_{IS} = \sum_j \{ \gamma_I \gamma_S \hbar^2 / 2r_j^3 \} (3 \cos^2 \theta_j - 1) I_z S_{jz} + \sum_j \hbar^{17} J_{1j} I_z S_{jz}. \quad (9)$$

Первое слагаемое в (9) учитывает классическое дипольное взаимодействие магнитных моментов спинов I и S , имеющих различные ларморовские частоты

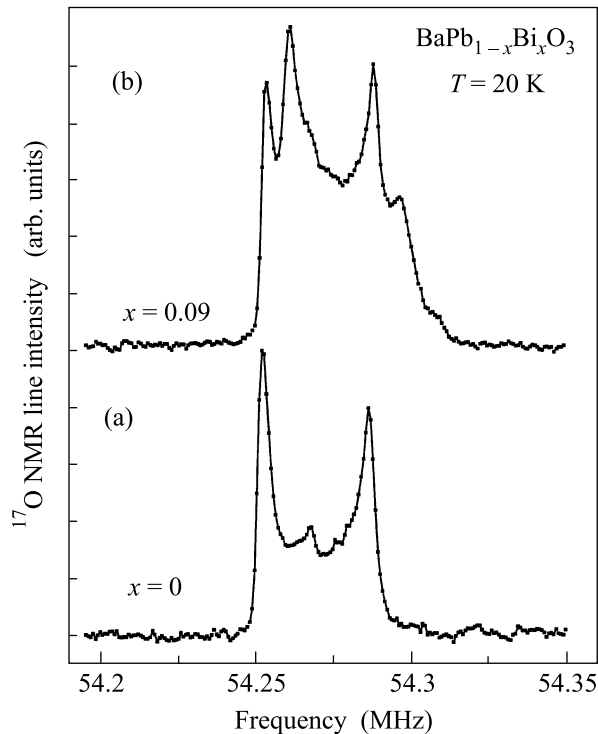


Рис.4. Спектры ЯМР ^{17}O в оксидах $\text{BaPb}_{1-x}\text{Bi}_x\text{O}_3$ металлической фазы $x = 0.00; 0.09$. Измерения выполнены в магнитном поле 94 кЭ при $T = 20$ К. Положение пика линии ЯМР ^{17}O в H_2O соответствует частоте 54.270 МГц

ты ω_{0I} и ω_{0S} , соответственно. Дипольный вклад зависит от θ – угла между направлением магнитного поля и вектором \mathbf{r} , соединяющим взаимодействующие ядра атомов O и Pb. Второе слагаемое описывает косвенное взаимодействие $H_{IS,\text{ind}}$ ядерных спинов I и S , которое предполагается изотропным, поскольку, как было установлено ранее в [5], анизотропия сверхтонких магнитных взаимодействий кислорода в оксиде незначительна ($|^{17}K_{\text{anis}}|/|^{17}K_{\text{iso}}| \sim 0.1$). Для константы $^{17}J_{1j}$ можно записать выражение

$$^{17}J_{1j} = \gamma_I \gamma_S \hbar \sum_j^{17} H_{hf}^{207} H_{hf} \chi'(\mathbf{r}_j), \quad (10)$$

где $^{17}H_{hf} = 80(10)$ кЭ – наведенное (transferred) сверхтонкое поле, создаваемое на ядре ^{17}I [5, 12] соседним катионным окружением.

В отличие от свинца характерное время $^{17}T_2 = (0.5-4)$ мс затухания сигнала спинового эха ядер кислорода $^{17}E(2t)$ определяется, в основном, флуктуациями во времени z -компонент локальных полей, связанных с “flip-flop” процессами спин-решеточной релаксации ($T_1 \sim T^{-1}$) в спиновой динамике спинов S соседних катионов. Наблюдение эволюции ядерной намагниченности спинов I под действием статической части гетероядерного взаимодействия (10) было

выполнено в ходе экспериментов по двойному $^{17}\text{O}-^{207}\text{Pb}$ резонансу спинового эха – SEDOR (spin echo double resonance) [7, 13] – в области низких температур $T \leq 20$ К, где имело место неравенство $^{17}T_2 \leq ^{207}T_1$. Эксперименты по SEDOR проводились в два этапа. На первом этапе (вставка на рис.5) последовательность радиоимпульсов $(\pi/2)_I - t - \pi_I$

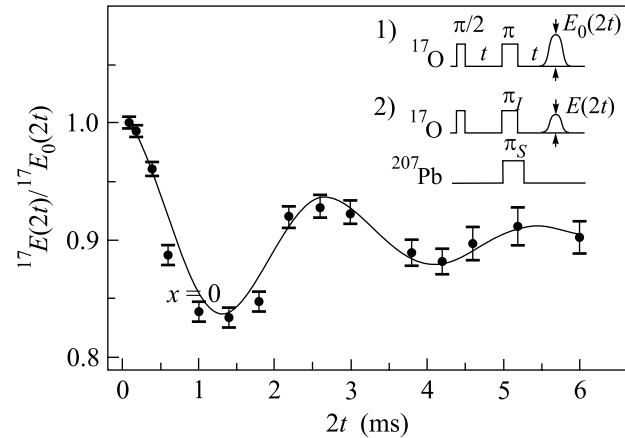


Рис.5. Сигнал SEDOR $m(2t) = ^{17}E(2t)/^{17}E_0(2t)$ в оксиде BaPbO_3 при $T = 20$ К; сплошная линия – результат аппроксимации данных $m(2t)$ выражением вида $m(2t) \sim \exp(-2t/T_2) \cdot \cos(\omega_{\text{osc}}2t) + c$. На вставке в верхней части рисунка изображена последовательность радиоимпульсов, возбуждающих спин-системы $I(^{17}\text{O})$ и $S(^{207}\text{Pb})$ в ходе экспериментов двойного резонанса спинового эха (SEDOR)

прикладывалась на частоте $\omega_{0I}/2\pi = 56.4$ МГц к спином I , и в момент времени $2t$ регистрировалась амплитуда спинового эха $^{17}E_0(2t)$. Поскольку гамильтониан (10) не имеет явной зависимости от времени на интервале $(0; 2t)$, то в результате действия π_I -импульса $H_{IS}(t-0) = -H_{IS}(t+0)$. В этом случае эффект расфокусировки ядерной намагниченности спинов I в статических локальных полях S спинов в интервале $(0; t)$ сопровождается последующей рефокусировкой ядерной намагниченности спинов I в интервале $(t; 2t)$, предшествующем формированию сигнала эха. На втором этапе одновременно с импульсом π_I прикладывался дополнительный π_S -импульс на частоте $\omega_{0S}/2\pi = (84-86)$ МГц, инвертирующий направление локальных полей от спинов S и сохраняющий неизменным знак $H_{IS}(t-0) = H_{IS}(t+0)$ в течение времени эволюции $2t$. В результате амплитуда спинового эха $^{17}E(2t)$ в момент $2t$ должна уменьшиться по сравнению с $^{17}E_0(2t)$ за счет дополнительного затухания, внесенного на втором этапе H_{IS} , зависимость от времени которого контролировалась в эксперименте. SEDOR сигнал m определяется отно-

шением $m(2t) = {}^{17}E(2t)/{}^{17}E_0(2t)$. На рис.5 приведены результаты измерений $m(2t)$, выполненные при $T = 20\text{ К}$ для поликристаллического образца исходного оксида BaPbO_3 (${}^{207}c = 0.226$; ${}^{17}c \approx 0.15$). Зависимость $m(2t)$ имеет явно выраженный осциллирующий характер с частотой $\omega_{\text{osc, exp}}/2\pi = 350(20)\text{ Гц}$, что и ожидается для почти изолированных пар ядер ${}^{17}\text{O}$ – ${}^{207}\text{Pb}$ при малых концентрациях ЯМР изотопов, возбуждаемых в SEDOR.

Оценка гетероядерного дипольного взаимодействия в (9) для пары ближайших соседей O–Pb приводит к вкладу в SEDOR-сигнал, осциллирующему с частотой $\omega_{\text{osc, dip}}/2\pi = 180\text{ Гц}$, значение которой вдвое меньше наблюдаемой в эксперименте. Разница $\omega_{\text{osc, exp}} - \omega_{\text{osc, dip}} = \omega_{\text{osc, ind}} = 1070(100)\text{ с}^{-1}$ соответствует частоте осцилляции сигнала SEDOR, связанной, согласно (10), с вкладом косвенного взаимодействия ядер ${}^{17}\text{O}$ – ${}^{207}\text{Pb}$, ближайших соседей атомов кислорода и свинца в структуре оксида. Соответствующая константа косвенного взаимодействия ядер соседних атомов O–Pb равна удвоенному значению $\omega_{\text{osc, ind}}$ и составляет ${}^{17}J_{1nn} = 2140(200)\text{ с}^{-1}$. Интересно отметить, что отношение измеренных констант $|{}^{207}J_{1nn}/{}^{17}J_{1nn}| = 40(10)$ очень близкое к отношению соответствующих сверхтонких полей ${}^{207}H_{hf}/{}^{17}H_{hf} = 50$ [5], что во многом обосновывает рассмотренный вид косвенных взаимодействий ядер ${}^{17}\text{O}$, ${}^{207}\text{Pb}$ для металлической фазы оксидов $\text{BaPb}_{1-x}\text{Bi}_x\text{O}_3$.

Итак, представленные в работе результаты измерений и последующего анализа необратимого затухания сигнала спинового эха Pb и сигнала двойного резонанса спинового эха ${}^{17}\text{O}$ – ${}^{207}\text{Pb}$ позволили выявить особенности косвенного гомоядерного (${}^{207}\text{Pb}$ – ${}^{207}\text{Pb}$) и гетероядерного (${}^{17}\text{O}$ – ${}^{207}\text{Pb}$) взаимодействий ядерных спинов через электронную систему зо-

ны проводимости для металлической фазы оксидов $\text{BaPb}_{1-x}\text{Bi}_x\text{O}_3$. Прямые оценки констант косвенного взаимодействия для ближайших соседей атомов O–Pb и Pb–Pb дают убедительные свидетельства в пользу развития микроскопически неоднородного по кристаллу основного состояния электронной системы в металлической фазе оксидов.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках проекта # 02-02-17762.

1. S. Uchida, H. Hasegawa, K. Kitazawa, and S. Tanaka, *Physica* **C156**, 157 (1988).
2. U. Hahn, G. Vielsack, and W. Weber, *Phys. Rev.* **B49**, 15936 (1994).
3. T. Rice and L. Sneddon, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 689 (1981).
4. S. Uchida, H. Namatame, C. Fuggle et al., *Phys. Rev.* **B48**, 16917 (1993).
5. Yu. Piskunov, A. Gerashenko, A. Pogudin et al., *Phys. Rev.* **B65**, 134518 (2002).
6. K. Kumagai, Yu. Piskunov, Yu. Zhdanov et al., *Physica* **C274**, 209 (1997).
7. C.P. Slichter, *Principles of Magnetic Resonance*, Springer, NY, 1996.
8. H. Alloul and C. Froidevaux, *Phys. Rev.* **163**, 324 (1967).
9. C. Froidevaux and M. Weger, *Phys. Rev. Lett.* **12**, 123 (1964).
10. J. Winter, *Magnetic Resonance in Metals*, Oxford, Clarendon Press, 1971.
11. K. Kitazawa, M. Naito, and T. Itoh, *J. Phys. Soc. Jpn.* **54**, 2682 (1985).
12. Ю. В. Пискунов, А. Ю. Якубовский, А. В. Ананьев и др., XXXI Совещание по физике низких температур, Москва, МГУ, 1998, с. 262.
13. B. Herzog and E. L. Hahn, *Phys. Rev.* **103**, 148 (1956).