

РЕЛАКСАЦИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ БЕТА-AКТИВНЫХ ЯДЕР ${}^8\text{Li}$ В ПРОСТРАНСТВЕННО-НЕУПОРЯДОЧЕННОЙ СИСТЕМЕ ЯДЕР ${}^8\text{Li}$ — ${}^6\text{Li}$ В МОНОКРИСТАЛЛАХ LiF

© 2008 г. А. Д. Гулько, О. Н. Ермаков, С. В. Степанов, С. С. Тростин

Институт теоретической и экспериментальной физики им. А. И. Алиханова, Москва

Поступила в редакцию: 5.11.07

Приводятся экспериментальные результаты исследования кинетики делокализации поляризации бета-активных ядер ${}^8\text{Li}$ в пространственно-неупорядоченной системе ядер ${}^8\text{Li}$ — ${}^6\text{Li}$ в монокристаллах LiF методом бета-ЯМР. Изотопы ${}^8\text{Li}$ и ${}^6\text{Li}$ имеют очень близкие значения g -факторов. Поэтому доминирующим механизмом деполяризации ядер ${}^8\text{Li}$ является кросс-релаксация с ядрами ${}^6\text{Li}$. Кинетика деполяризации ядер ${}^8\text{Li}$ в кристаллах LiF измерена на временах до $(8\text{—}10) \cdot T_{1/2}({}^8\text{Li})$ для значений изотопической концентрации ${}^6\text{Li}$ 0.15, 3.28, 5.30, 8.81 и 10.06%. Экспериментальные данные хорошо согласуются с теоретическим описанием процесса переноса поляризации (спинового возбуждения) в пространственно-неупорядоченной среде.

ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальное измерение кинетики переноса возбуждения (релаксационного процесса) в пространственно-неупорядоченной среде представляет интерес с точки зрения изучения проблемы случайных блужданий в неупорядоченных средах. Интерес к этим исследованиям связан с широкими приложениями в физике конденсированных сред, оптике, спектроскопии, биологии (фотосинтез), неравновесной статистической механики и квантовой теории. Поскольку точное аналитическое описание кинетики процесса переноса возбуждения в пространственно-неупорядоченных средах отсутствует, важное значение приобретает возможность постановки экспериментов по измерению этого процесса в подобного рода средах, а также объяснение полученных результатов теми или иными теоретическими описаниями и определение свободных параметров теории.

ЭКСПЕРИМЕНТ

В качестве исследуемой пространственно-неупорядоченной системы используется система ядер ${}^8\text{Li}$ — ${}^6\text{Li}$ в монокристаллах LiF . Метод, с помощью которого проведены исследования, принято называть «метод бета-ЯМР». Метод бета-ЯМР — это исследование релаксации (продольной относительно направления магнитного поля) и ядерного магнитного резонанса поляризованных коротко-живущих бета-активных ядер. Суть метода заключается в циклическом создании в исследуемом образце

ансамбля поляризованных бета-активных ядер-зондов посредством реакции захвата ядрами образца тепловых поляризованных нейтронов и измерения временной эволюции поляризации этих ядер путем измерения угловой $(0\text{—}180)^\circ$ — асимметрии их бета-излучения.

Поляризованные бета-активные ядра ${}^8\text{Li}$ с периодом полураспада $T_{1/2} = 0.84$ с образуются в монокристалле LiF при радиационном захвате поляризованных тепловых нейтронов ядрами изотопа ${}^7\text{Li}$. Неполяризованные ядра изотопа ${}^6\text{Li}$ присутствуют в образце в малой (до 10%) концентрации и распределены случайным образом. Важной особенностью ядер ${}^8\text{Li}$ и ${}^6\text{Li}$ является то, что эти ядра имеют очень близкие значения g -факторов (разница менее 0.6%). Поэтому в магнитных полях 150—2000 Гс доминирующим механизмом деполяризации бета-ядер ${}^8\text{Li}$ является кросс-релаксация с ядрами ${}^6\text{Li}$, инициируемая магнитными диполь-дипольными взаимодействиями. За счет кросс-релаксации первоначально поляризованное ядро ${}^8\text{Li}$ передает поляризацию ближайшим ядрам ${}^6\text{Li}$, которые в свою очередь могут передать ее другим ядрам ${}^6\text{Li}$ либо вернуть обратно ${}^8\text{Li}$. Кросс-релаксация ${}^8\text{Li}$ с ядрами матрицы ${}^7\text{Li}$ и ${}^{19}\text{F}$ оказывается при этом подавлена. Поляризация ансамбля бета-активных ядер ${}^8\text{Li}$ наблюдается по угловой асимметрии вылета электронов распада этих ядер.

Бета-ЯМР спектрометр на поляризованных нейтронах (рис. 1) включает в себя два основных

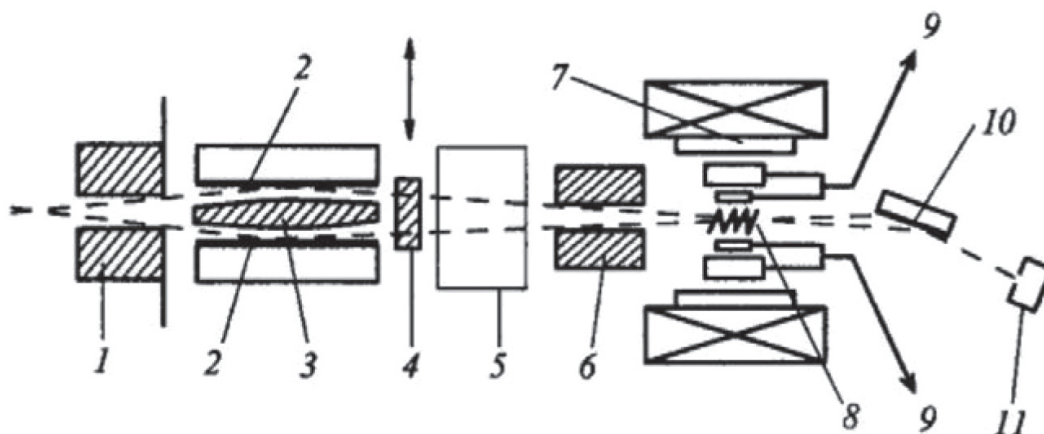


Рис. 1. Схема бета-ЯМР спектрометра на поляризованных нейтронах. Пучок неполяризованных нейтронов движется из ядерного реактора слева направо. Пояснение к обозначениям даны в тексте.

узла — устройство для получения и анализа поляризованного пучка тепловых нейтронов и устройство для измерения поляризации ансамбля бета-ядер (асимметрии вылета электронов распада). Узел для получения поляризованных нейтронов включает: 1, 3, 6 — коллиматоры нейтронов; 2 — зеркала-поляризаторы нейтронов; 10 — зеркало-анализатор; 4 — прерыватель пучка поляризованных нейтронов; 5 — спин-флиппер для переориентации направления поляризации пучка нейтронов, падающих на образец; 11 — детектор нейтронов. Узел для измерения асимметрии вылета электронов распада бета-ядер включает: 7 — электромагнит; 8 — исследуемый образец; 9 — сцинтилляционные счетчики-телескопы для регистрации электронов распада.

Асимметрия бета-излучения определяется как:

$$a = [N(0^\circ) - N(180^\circ)] / [N(0^\circ) + N(180^\circ)], \quad (1)$$

где $N(0^\circ)$ и $N(180^\circ)$ — числа отсчетов счетчика бета-электронов для двух направлений поляризации пучка нейтронов (по направлению магнитного поля на образце и против). Величина бета-асимметрии a пропорциональна поляризации P ансамбля бета-ядер в образце. В опыте измеряется временная зависимость величины бета-асимметрии. Из экспериментально наблюдаемых значений асимметрии для каждого канала временного анализатора и каждого счетчика с помощью соответствующих ЭВМ-программ вычислялась собственно асимметрия электронов распада ядер ^8Li путем вычитания фоновых излучений — фона зала и вклада от бета-активного изотопа ^{20}F .

Образцы представляют собой пластинки-монокристаллы LiF толщиной около 3 мм. Решетка LiF

простая кубическая. Для ускорения процесса кросс-релаксации с целью более быстрого приближения к диффузионной стадии процесса переноса, что существенно вследствие короткого времени жизни бета-ядер ^8Li , использовались монокристаллы LiF с ориентацией плоскости (111) перпендикулярно магнитному полю на образце. Исследовались образцы со следующим изотопным содержанием ядер ^6Li c — $(0.15 \pm 0.01)\%$, $(3.28 \pm 0.02)\%$, $(5.30 \pm 0.02)\%$, $(8.81 \pm 0.04)\%$ и $(10.06 \pm 0.04)\%$. Изотопное содержание ^6Li определено двумя методами — стандартным масс-спектроскопическим и по пропусканию тепловых нейтронов через образцы-пластинки LiF заданной толщины. Для контроля плотности образцов LiF были измерены плотности исследуемых монокристаллов фтористого лития с измеренным изотопическим составом по изотопам лития. Плотность определялась методом гидростатического взвешивания [1]. Данные представлены на рис. 2. Сплошная прямая проведена через экспериментальные точки по методу наименьших квадратов. Для монокристалла $^7\text{Li}^{19}\text{F}$ ($c = 0$) получено значение плотности $2.6495 \pm 0.0005 \text{ г·см}^{-3}$. Оно согласуется с табличными данными, хотя следует отметить, что эти данные не всегда сопровождаются указанием на изотопический состав лития. Пунктирная прямая рассчитана по формуле, связывающей плотность с массами ядер и параметром решетки, и нормирована на измеренное значение плотности при нулевой концентрации ^6Li . При этом параметр $d = 2.0125 \text{ Å}$, где d — минимальное расстояние между ядрами Li и F . Тот факт, что сплошная прямая лежит ниже пунктирной, можно объяснить локальным увеличением параметра решетки LiF

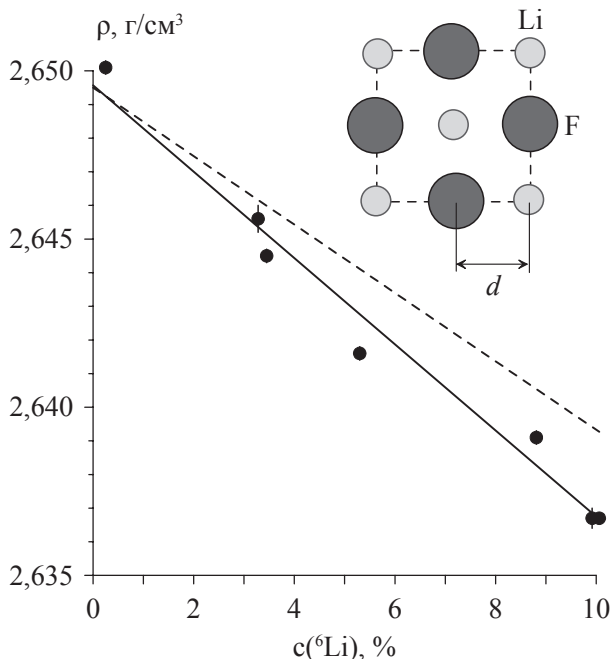


Рис. 2. Зависимость плотности монокристаллов LiF ρ от изотопической концентрации ^6Li c . Сплошная линия проведена через экспериментальные точки по методу наименьших квадратов. Пунктирная линия рассчитана по формуле, связывающей плотность кристалла с массами ядер и параметром решетки, и нормирована на значение плотности при нулевой концентрации ^6Li . Параметр d — минимальное расстояние между ядрами лития и фтора в решетке кристалла фтористого лития.

при замене изотопа ^7Li на более легкий ^6Li . Так, при $c = 10\%$ плотность $\rho = 2.6367 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ и параметр $d = 2.0132 \text{ Å}$. При этой концентрации наблюдаемое относительное изменение плотности составляет $\Delta\rho/\rho = 10^{-3}$, что соответствует изменению параметра d $\Delta d/d = 3.5 \cdot 10^{-4}$.

ТЕОРИЯ

Существенной особенностью изучаемой системы ядер является случайное пространственное распределение в кристалле LiF как бета-активных ядер ^8Li , так и стабильных ядер ^6Li . Таким образом, задача о переносе поляризации в системе ^8Li — ^6Li относится к проблеме случайных блужданий в неупорядоченных средах (СБНС). Экспериментально наблюдаемая величина бета-асимметрии определяется поляризацией, усредненной по ансамблю бета-ядер, присутствующих в образце. Вычисление такого конфигурационного среднего является одной из главных задач теории СБНС. Уравнения, описывающие кинетику деполяризации ядер ^8Li в системе ^8Li — ^6Li в кристалле LiF, отно-

сятся к числу простейших и в то же время наиболее фундаментальных в теории СБНС. Кинетика процесса носит специфический неэкспоненциальный характер. Система ядерных спинов ^8Li — ^6Li выгодно отличается от ее экситонных аналогов тем, что: 1) скорость переноса поляризации между двумя спинами определяется только диполь-дипольным взаимодействием и рассчитывается весьма надежно; 2) зависимость этой скорости от внешних магнитных полей позволяет регулировать скорость процесса; 3) эта скорость сильно анизотропна; 4) имеется асимметрия скоростей переноса поляризации от ^8Li к ^6Li и обратно, вследствие которой автокорреляционная функция при времени, стремящемся к бесконечности, втрое больше, чем в случае переноса по тождественным донорам; 5) поляризация (возбуждение) вносится в систему в предельно локализованной форме — первоначально поляризовано одно бета-ядро; 6) изучаемый процесс не зависит от температуры в широком диапазоне. Отметим исключительную важность первого из этих свойств, поскольку надежность микроскопических оценок скорости для переноса экситонов, по-видимому, значительно ниже. Второе свойство позволяет производить более разнобразное сравнение теории с экспериментом.

Актуальность эксперимента обусловлена именно наличием пространственного беспорядка в исследуемой системе. Так, если бы примесные ядра были расположены упорядоченно, образуя какую-либо правильную подрешетку, то задача переноса поляризации по ним решалась бы точно. При этом длинновременная асимптотика делокализации поляризации была бы диффузионной (пропорциональной $t^{-3/2}$). Первые точные теоретические результаты по описанию изучаемой нами системы появились совсем недавно [2], где было доказано, что длинновременная асимптотика процесса миграции поляризации в такой неупорядоченной системе также диффузионна. Впервые гипотеза о существовании диффузионной асимптотики процесса была сформулирована в рамках полуфеноменологической теории [3, 4], которая предсказывает несколько стадий делокализации поляризации бета-ядер ^8Li во времени. В начале (при $\beta t \leq 1$) это квази-ферстеровский процесс, когда поляризация бета-ядра пропорциональна $\exp[-(\beta t/4)^{1/2}]$, где β — ферстеровская константа, пропорциональная скорости переноса поляризации между ядрами лития на среднем расстоянии и квадратично зависящая от величины концентрации ядер ^6Li , t — время. На больших временах при $\beta t > 20$ —25 насту-

пает диффузионная стадия, когда поляризация пропорциональна $t^{-3/2}$. На этой стадии можно определить коэффициент спиновой диффузии в неупорядоченной системе ядер. При концентрации ${}^6\text{Li}$ порядка 10% выход на диффузионный режим происходит за 2—3 секунды. Хотя в образцах с меньшей концентрацией ${}^6\text{Li}$ измерение коэффициента диффузии оказывается невозможным, так как время выхода на диффузионный режим существенно превышает время жизни бета-активного ядра ${}^8\text{Li}$, экспериментальные результаты для таких образцов позволяют, тем не менее, проследить процесс деполяризации возбуждения при промежуточных значениях βt , и проверить предсказания теории в этой области. Преимуществом изучаемой неупорядоченной системы по сравнению с другими, допускающими экспериментальное изучение проблемы СБНС, является возможность более адекватного сравнения теории и эксперимента, так как вероятность переноса поляризации между двумя спинами определяется только магнитным диполь-дипольным взаимодействием и рассчитывается весьма надежно. Тем самым могут быть проверены жесткие микроскопические теоретические предсказания кинетики этого процесса для изучаемой неупорядоченной системы ядер.

Теоретическое описание процесса переноса поляризации в пространственно неупорядоченной системе ядер ${}^8\text{Li}$ — ${}^6\text{Li}$ в кристалле-матрице, где процесс инициируется диполь-дипольным взаимодействием, было развито в работах [2—4, 6—8]. Основные моменты развитой теории переноса таковы. Пусть $p(t)$ — функция, описывающая кинетику деполяризации бета-ядер ${}^8\text{Li}$ при δ -образном создании их в образце в момент $t = 0$ и нормированная на 1 при $t = 0$. Аналитический вид этой функции носит приближенный характер и зависит от варианта теории и имеет то или иное число свободных параметров. Временной масштаб в рассматриваемой задаче задается ферстеровской константой $\beta = (512/243)\pi^3 c^2 v$, где v — скорость переноса поляризации между ядрами Li, c — изотопическая концентрация ядер ${}^6\text{Li}$.

При значениях βt порядка 1 удовлетворительное решение задачи нахождения функции $p(t)$ получается на основе концентрационного разложения [6]:

$$p(t) = \exp\{-[\beta_1 t/(\xi + 1)]^{1/2} - \alpha \beta_1 t\}. \quad (2)$$

В результате сшивки первых двух членов асимптотик при малых и больших βt в [3] получена полуфеноменологическая формула для $p(t)$:

$$p(t) = F(t) = Q(t) + \xi(1 - Q(t)) \times [1 + \varphi/(\mu\beta_0(t + \tau))^{1/2}]/(\mu\beta_0(t + \tau))^{3/2}, \quad (3)$$

дающая квази-ферстеровскую кинетику на малых временах и диффузионное убывание на больших. Для $Q(t)$ в разных вариантах приближения в литературе приводятся такие выражения:

$$Q_1(t) = \exp[-(\beta_1 t)^{1/2}],$$

$$Q_2(t) = \exp[-(\beta_1 t)^{1/2} - 0.25\beta_1 t - 2\alpha\beta_1 t].$$

Значения других параметров в формулах (2) и (3) следующие: $\beta_1 = \beta_0 v_1/v_0$, причем β_1 и v_1 относятся к связке ядер ${}^8\text{Li}$ — ${}^6\text{Li}$, а β_0 и v_0 к связке ${}^6\text{Li}$ — ${}^6\text{Li}$; α — параметр, зависящий от магнитного поля на образце (в нашем случае при поле 200 Гс $\alpha = 0.0147$); ξ — спиновый фактор, определяемый спинами ядер ${}^8\text{Li}$ и ${}^6\text{Li}$ и равный 3; μ , τ , φ — расчетные параметры теории, $\mu\beta_0\tau = 5.11$, $\varphi = 2.09$, значение μ для разных вариантов $Q(t)$ менялось в пределах от 0.9 до 0.45. Последние теоретические работы [7, 8] дают предсказания для тензора диффузии и других параметров в формуле (3). В частности, параметр μ линейно возрастает от значения 0.711 для $c = 0\%$ до 0.761 для $c = 10\%$. Отметим, что для $c \approx 3\%$ $\beta \approx 1\text{ с}^{-1}$, для $c \approx 10\%$ $\beta \approx 10\text{ с}^{-1}$. Диффузионная стадия процесса наступает при $\beta t \geq 20$ —25. Измерение кинетики процесса в этой области дает возможность непосредственно измерить коэффициент диффузии. В этой стадии $p(t) = 3/(\mu\beta_0 t)^{3/2} = 1/(4\pi D t)^{3/2}$, где D — коэффициент диффузии (на самом деле D — тензор диффузии). Отсюда $D = \mu\beta_0/8.32\pi$. Последние теоретические расчеты [9] предлагают следующие выражения для функции $p(t)$:

$$p(t) = F(t) \cdot D(t),$$

где $F(t)$ берется из (3) с

$$Q = Q_1(t) = \exp[-(\beta_1 t)^{1/2}], \quad (4)$$

$$\text{а } D(t) = 1 - [(0.125 + \alpha)\beta_1 t - b_1(\beta_1 t)^2]/(1 + b_2\beta_0 t)^3.$$

Здесь b_1 и b_2 — свободные подгоночные параметры, не изменяющие известных коэффициентов в двух главных членах разложений при малых и больших βt , т.е. в $F(t)$.

ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Ранее [5] измерения кинетики деполяризации бета-ядер ${}^8\text{Li}$ в монокристаллах LiF были проведены для концентрации изотопа ${}^6\text{Li}$ около 3%. В данной работе приводятся результаты аналогичных исследований для более широкого спектра концентраций изотопа ${}^6\text{Li}$ в образцах LiF — для значений 3.28, 5.30, 8.81 и 10.06%. На рис. 3 представлены

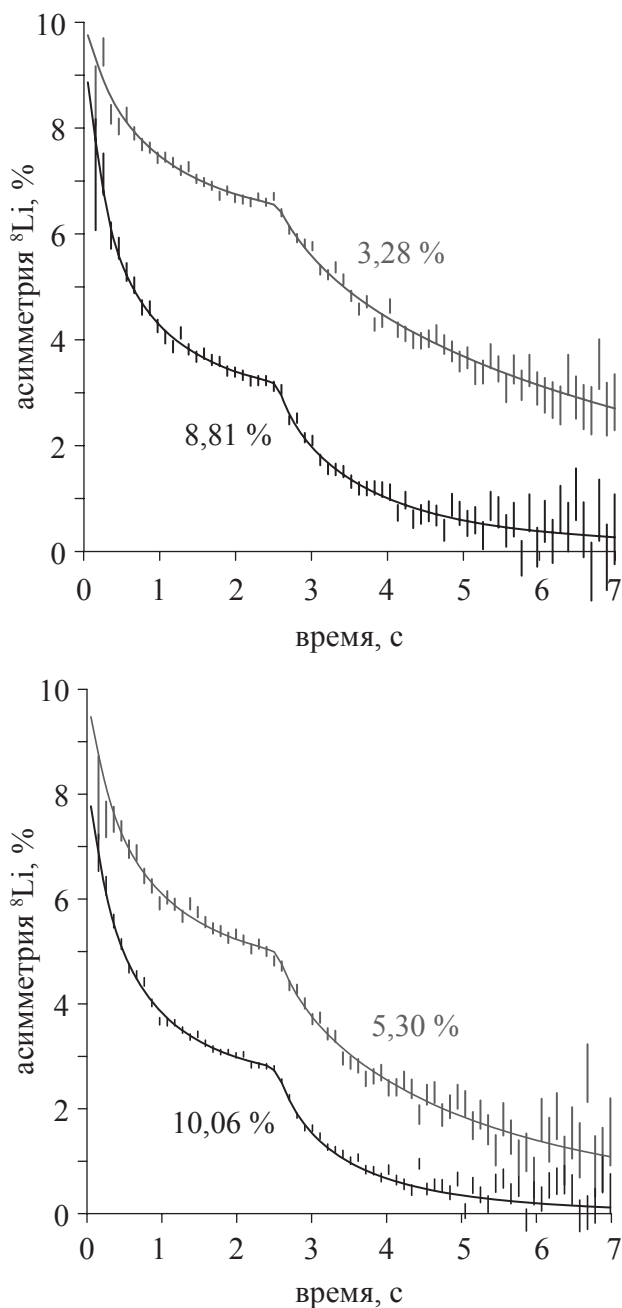


Рис. 3. Кинетика деполаризации бета-ядер ^8Li в кристаллах LiF с различной изотопической концентрацией изотопа ^6Li . Магнитное поле на образце 200 Гс, ось [111] кристалла параллельна направлению поля. Ошибки экспериментальных точек статистические. Сплошные кривые — теоретическое описание процесса деполаризации с использованием формул (4).

экспериментальные данные по измерению зависимости деполаризации бета-ядер ^8Li от времени (точки с ошибками) и описание этих данных теоретическими зависимостями (сплошные линии). Ошибки точек — статистические. Содержание изотопа ^6Li в образцах LiF указано около кривых.

Магнитное поле на образцах 200 Гс. Ось [111] кристаллов LiF параллельна магнитному полю. Облучение образца поляризованными нейтронами происходило в интервале времени 0—2.5 с, затем облучение прекращалось. Этим объясняется такая специфическая форма зависимости асимметрии от времени. Теоретические кривые проведены с использованием аналитического выражения для $p(t)$, даваемое формулами (4). Теоретические кривые зависимости асимметрии от времени, которые описывают экспериментальные данные, представляют собой произведение $a_0 \cdot P(t)$. Здесь параметр a_0 — предельная величина асимметрии при отсутствии кросс-релаксации, а $P(t)$ — усредненная по условиям эксперимента поляризация бета-ядер. Эта функция $P(t)$ является результатом двух усреднений функции $p(t)$. Первое усреднение учитывает форму и длительность нейтронного импульса облучения при создании бета-ядер в образце и закон накопления и распада бета-ядер в процессе облучения, второе усреднение учитывает конечное время измерения активности электронов распада ядер ^8Li при измерении асимметрии. Это произведение $a_0 \cdot P(t)$ сравнивается с экспериментальными результатами по методу наименьших квадратов. Критерием выбора того или иного выражения для функции $p(t)$ является минимум величины χ^2/n . Отметим, что асимметрия a_0 может быть как свободным параметром, так и фиксирована экспериментом.

В табл. 1, 2 и 3 приводятся результаты обработки экспериментальных данных с использованием аналитических выражений для $p(t)$ из формул (2), (3) и (4). Параметр a_0 может незначительно меняться от образца к образцу вследствие различия в телесных углах регистрации бета-электронов, однако для одного образца он одинаков для различных вариантов функции $p(t)$. Фиксированные из эксперимента его значения приведены в табл. 1, и использовались при обработке данных по формулам (2), (3) и (4). В таблицах указано, какие параметры при подгонке теории к эксперименту фиксировались, а какие являлись подгоночными.

Сравнение значений χ^2/n для вариантов обработки данных по формулам (3) и (4) (табл. 1 и 2) показывает, что если использовать для параметра μ теоретические значения, рассчитанные в работах [7, 8], введение функции $D(t)$ вполне оправдано, так как улучшает согласие теории с экспериментом. Эксперимент позволяет определить значения свободных параметров b_1 и b_2 , входящих в функцию $D(t)$.

Таблица 1

Результаты описания экспериментальных данных по формулам (4), где $p(t) = F(t) \cdot D(t)$

c , % фикс. из эксп. $\rightarrow$	3.28 ↓	5.30 ↓	8.81 ↓	10.06 ↓
μ фикс. теор. [7, 8]	0.726	0.736	0.754	0.761
β_0 , с ⁻¹ фикс. теор.	1.15	3.00	8.28	10.80
β_1 , с ⁻¹ фикс. теор.	1.08	2.83	7.81	10.18
b_1 подгон. парам.	0.051(19)	0.075(6)	0.059(5)	0.054(3)
b_2 подгон. парам.	0,567(151)	0.234(27)	0.126(12)	0.111(6)
a_0 , % фикс. из эксп.	10.00(2)	9.81(3)	9.31(4)	9.43(3)
χ^2/n	112/98	115/98	58/70	168/98

Таблица 2

Результаты описания экспериментальных данных по формуле (3), где $p(t) = F(t)$, $Q = Q_1(t) = \exp[-(\beta_1 t)^{1/2}]$. Значения для β_0 , β_1 , a_0 в табл. 1

c , % $\rightarrow$	3.28 ↓	5.30 ↓	8.81 ↓	10.06 ↓
μ фикс. теор. [7, 8]	0.726	0.736	0.754	0.761
χ^2/n	167/98	172/98	294/70	915/98
μ подгон. парам.	0.796(17)	0.659(13)	0.569(11)	0.564(6)
χ^2/n	149/98	140/98	83/70	222/98

Таблица 3

Результаты описания экспериментальных данных по формуле (2). Значения для β_1 и a_0 в табл. 1

c , % $\rightarrow$	3.28 ↓	5.30 ↓	8.81 ↓	10.06 ↓
χ^2/n	109/98	107/98	57/70	173/98

Табл. 3 показывает, что, по критерию χ^2/n , можно удовлетворительно описывать экспериментальные данные теоретической формулой (2). Как следует из значений χ^2/n , эта формула, в которой присутствуют только параметры β_1 и a , вполне удовлетворительно описывает экспериментальные результаты при средних значениях βt (для концентраций c 3.28 и 5.30%). Однако для концентрации $c = 10.06\%$ при больших временах t теоретическая кривая делокализации поляризации проходит заметно ниже экспериментальных точек (с этим связано большое значение χ^2/n). Это свидетельствует о неправомерности применения формулы (2) в этой области значений βt .

Отметим, что в процессе обработки экспериментальных данных по бета-распаду ядер ^8Li для

периода полураспада получено значение $T_{1/2}(^8\text{Li}) = 0.8395 \pm 0.0005$ с.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальные результаты по деполяризации поляризованных бета-активных ядер ^8Li в пространственно-неупорядоченной системе ядер ^8Li — ^6Li в кристалле LiF с таким широким спектром концентраций изотопа ^6Li получены впервые. Наблюдена сильная зависимость кинетики процесса переноса спинового возбуждения от изотопической концентрации изотопа ^6Li , предсказанная теорией. Теория переноса спинового возбуждения в изучаемой ядерной системе, развитая в последнее время, в целом удовлетворительно описывает экспериментальные результаты в исследованном временном

диапазоне. Тем самым подтверждена правильность жестких микроскопических теоретических предсказаний кинетики процесса переноса для изучаемой неупорядоченной системы. Определены свободные параметры при вариациях теоретического описания исследуемого процесса переноса. Однако выбор между различными вариантами аналитического вида функции $p(t)$ при набранной статистической точности и отпущенном параметре a_0 оказывается не вполне однозначным — значения χ^2/n для различных вариантов $p(t)$ отличаются не сильно. Правда, при этом значения параметра μ заметно различаются. Таким образом, важное значение приобретает задача определения этого параметра. Экспериментальным путем это можно сделать, измерив с хорошей статистической точностью диффузионную стадию процесса деполяризации.

Следует подчеркнуть, что изучаемая пространственно-неупорядоченная система ядер ${}^8\text{Li}$ — ${}^6\text{Li}$ является уникальной модельной системой для изучения процесса переноса спинового возбуждения и может быть исследована только методом бета-ЯМР.

Работа поддержана в рамках программы «Ведущих научных школ» — грант НШ-1907.2003.2.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Иверонова В.И. // Физический практикум, М.-Л. Г.И.Т.-Т.Л. 1951. С. 63.
2. Джепаров Ф.С., Львов Д.В., Нечаев К.Н., Шестопал В.Е. // Письма в ЖЭТФ. 1995. Т. 62. № 8. С. 639.
3. Джепаров Ф.С. // Радиоспектроскопия, 1980. Т. 13. С. 135.
4. Джепаров Ф.С. // ЖЭТФ, 1991. Т. 99. № 3. С. 982.
5. Абов Ю.Г., Булгаков М.И., Боровлев С.П., Гулько А.Д., Гарочкин В.М., Джепаров Ф.С., Степанов С.В., Тростин С.С., Шестопал В.Е. // ЖЭТФ, 1991. Т. 99. № 3. С. 962.
6. Джепаров Ф.С., Смелов В.С., Шестопал В.Е. // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 32. № 1. С. 51.
7. Джепаров Ф.С., Львов Д.В., Шестопал В.Е. // ЖЭТФ. 1998. Т. 114. № 6. С. 2166.
8. Dzheparov F.S., L'vov D.V., Shestopal V.E. // Preprint ITER, № 46—99, Moscow. 1999.
9. Dzheparov F.S. // Nanoscale Properties of Condensed Matter Probed by Resonance Phenomena. NanoRes-2004, Abstracts. Kazan. 2004. P. 94.