

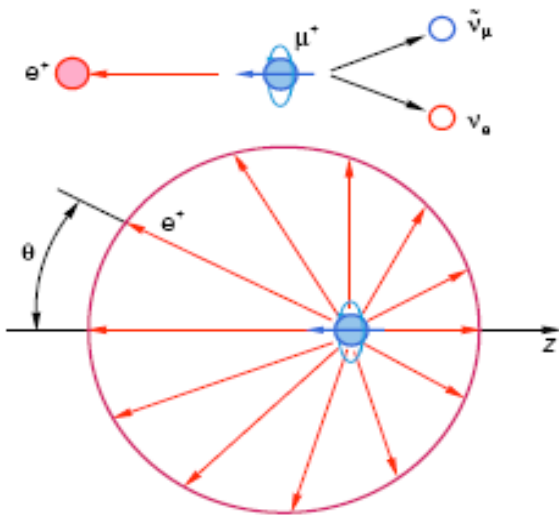
**Исследование материалов
μSR-методом
на синхроциклотроне
ФГБУ «ПИЯФ»**

С.И. Воробьев, А.Л. Геталов

Семинар ОФВЭ, 19.04.2016 г.

μ SR rotation relaxation resonance

m
u
o
n
s
p
i
n

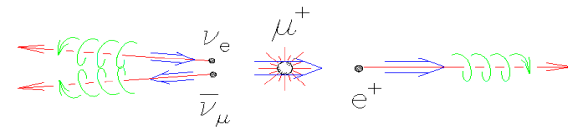


Суть мюонного метода исследования вещества заключается в возможности изучения локальных микрополей в веществе с помощью легкой нестабильной заряженной элементарной частицы – мюона (как положительного μ^+ , так и отрицательного μ^-). Для изучения свойств материалов наиболее перспективны положительные мюоны.

Использование поляризованных мюонов, получаемых на ускорителях, в качестве своеобразного инструмента для исследования свойств твердых тел обусловлено тем, что имеется возможность довольно простым образом проследить поведение поляризации ансамбля частиц в течение $10 \div 15$ микросекунд после внедрения их в исследуемое вещество. Дело в том, что распад этих однократно заряженных нестабильных частиц с массой $m_\mu \approx 206 \cdot m_e$ и спином $S = 1/2$ относится к классу слабых взаимодействий и происходит с нарушением закона сохранения пространственной чётности. Это приводит к анизотропии вероятности вылета образующего позитрона относительно направления спина покоящегося мюона.

μ SR-метод основан на том, что, наблюдая асимметрию распределения позитронов распада, можно определить, как был направлен магнитный момент мюона в момент его распада. Таким образом, запуская в изучаемый образец поляризованные мюоны, мы получаем возможность следить за поведением магнитного момента мюона в среде, изучать релаксационные процессы для спина мюона, прецессию его в магнитных полях и ряд других важных характеристик.

Метод исследований: μ SR



Основа метода: угловая асимметрия e^+ относительно μ^+ из распада $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$.

В эксперименте: продольно поляризованные μ^+ останавливаются в исследуемом образце.

Измеряются:

Относительный выход e^+ : $N_e = \frac{1}{N_\mu} \int n_e(t) dt$

и временное распределение e^+ относительно момента остановки μ^+ : $n_e(t) = n_0 \cdot e^{-\frac{t}{t_\mu}} (1 + a \cdot G(t))$

$a \approx 1/3$ – коэффициент асимметрии;

$t_\mu \approx 2,19711 \cdot 10^{-6}$ с.

Из экспериментальных данных определяется:

$G(t)$ – функция релаксации спина μ^+ -мюона во внешнем магнитном поле $H_{\text{внеш}}$

или локальных магнитных полях образца (λ , H , Δ)

Несколько примеров аналитического вида функции $G(t)$: $G(t) = G_d * G_{st}$

$$G_d = e^{-(\lambda \cdot t)^\alpha}, \quad \alpha < 2 \text{ – фазовый переход;}$$

$$a) G_{st} = c \cos(\gamma_\mu \cdot H \cdot t), \quad \vec{H} \perp \vec{S}_\mu \text{ – внешнее магнитное поле;}$$

$$б) G_{st} = \frac{1}{3} + \frac{2}{3} \cdot c \cos(\gamma_\mu \cdot H \cdot t) \cdot e^{-\frac{(\gamma_\mu \cdot \Delta \cdot t)^\alpha}{2}}, \quad \alpha = 1 \text{ или } 2 \text{ – коллинеарный магнетик;}$$

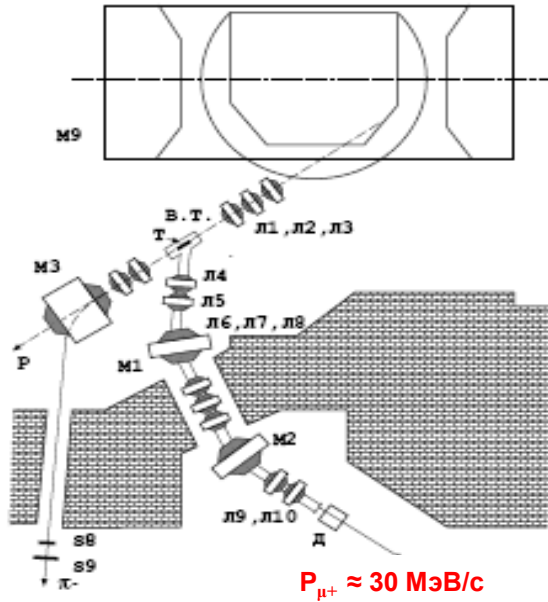
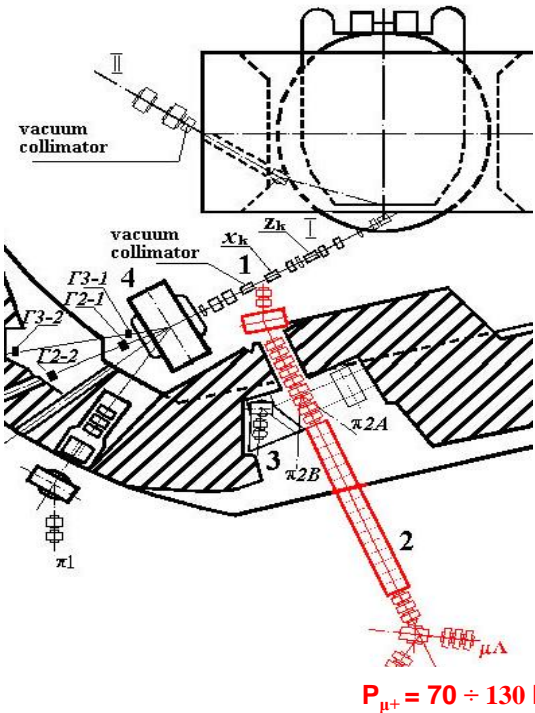
$$в) G_{st} = \frac{1}{3} + \frac{2}{3} \cdot (1 + (\gamma_\mu \cdot \Delta \cdot t)^\alpha) \cdot e^{-\frac{(\gamma_\mu \cdot \Delta \cdot t)^\alpha}{2}} \text{ – спиновое стекло;}$$



(а) $P_{\mu^+} = 70 \div 130 \text{ МэВ/с}$

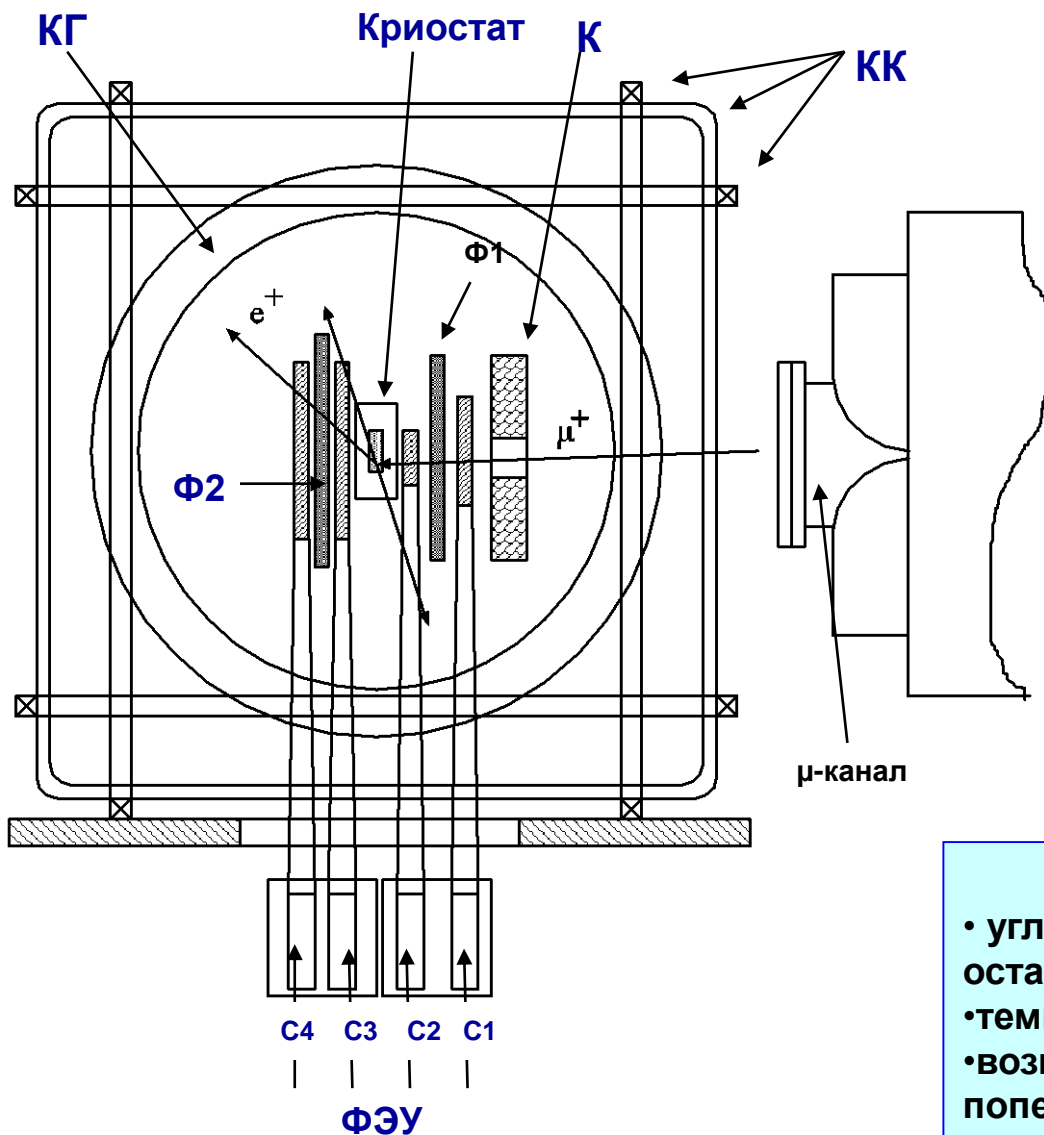


(б) $P_{\mu^+} \approx 30 \text{ МэВ/с}$



Физические параметры μ -канала (а):

- интенсивность $\leq 10^5 \text{ с}^{-1}$;
- $P_{\mu^+} = 70 \div 130 \text{ МэВ/с}$;
- продольная поляризация мюонов 95%;
- максимальный размер пучка $\varnothing 40 \text{ мм}$;
- размер исследуемых образцов $\varnothing 20 \div 50 \text{ мм}$ с толщиной по пучку $4 \div 10 \text{ г/см}^2$.



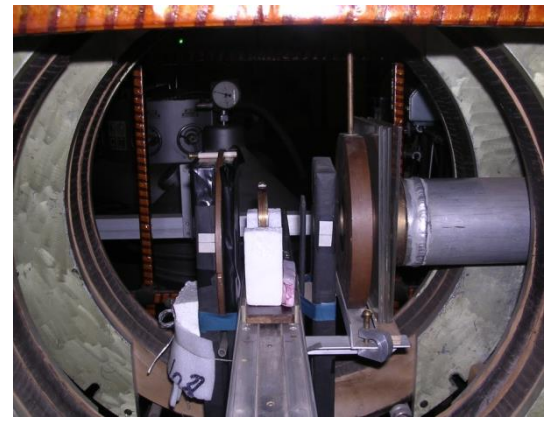
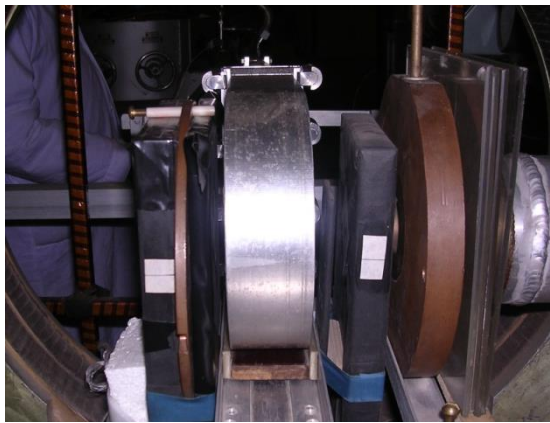
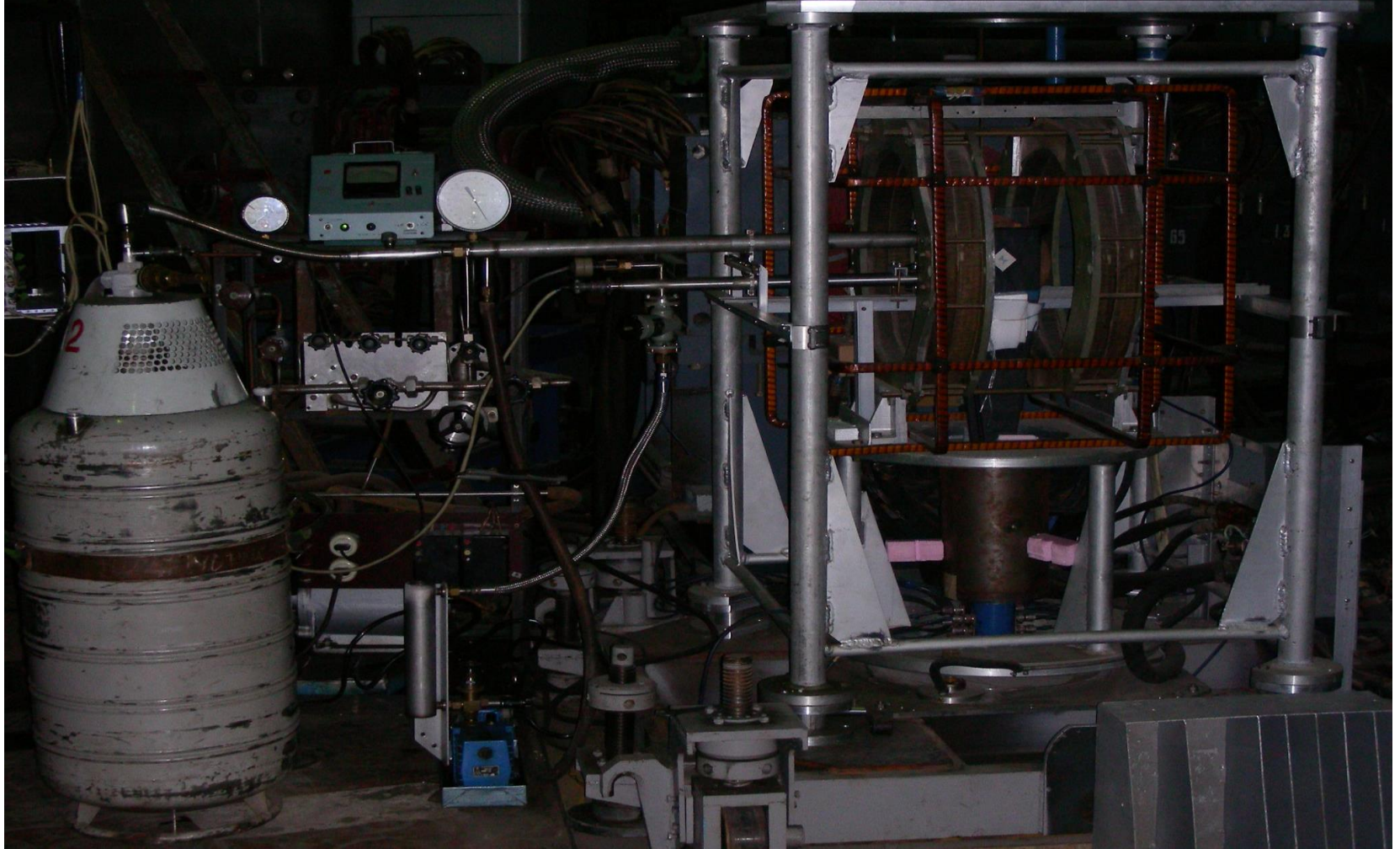
Фотография
 μ SR-установки



Особенности μ SR-установки:

- угловой захват e^+ от распада мюонов, остановившихся в мишени 0,5 стерадиан;
- температурный диапазон 10 ÷ 300 К;
- возможность работать во внешних поперечных магнитных полях до 1,5 кГс;
- анализируемый временной интервал с момента остановки мюона 10 нс ÷ 10 мкс с точностью 0,8 нс.

Рис. Установка для μ SR-экспериментов.
(КГ – кольца Гельмгольца; КК – компенсирующие катушки; К – коллиматор; Ф1 и Ф2 – фильтры 1 и 2; ФЭУ – фотоэлектронный умножитель); С1 ÷ С4 – сцинтилляционные счётчики.



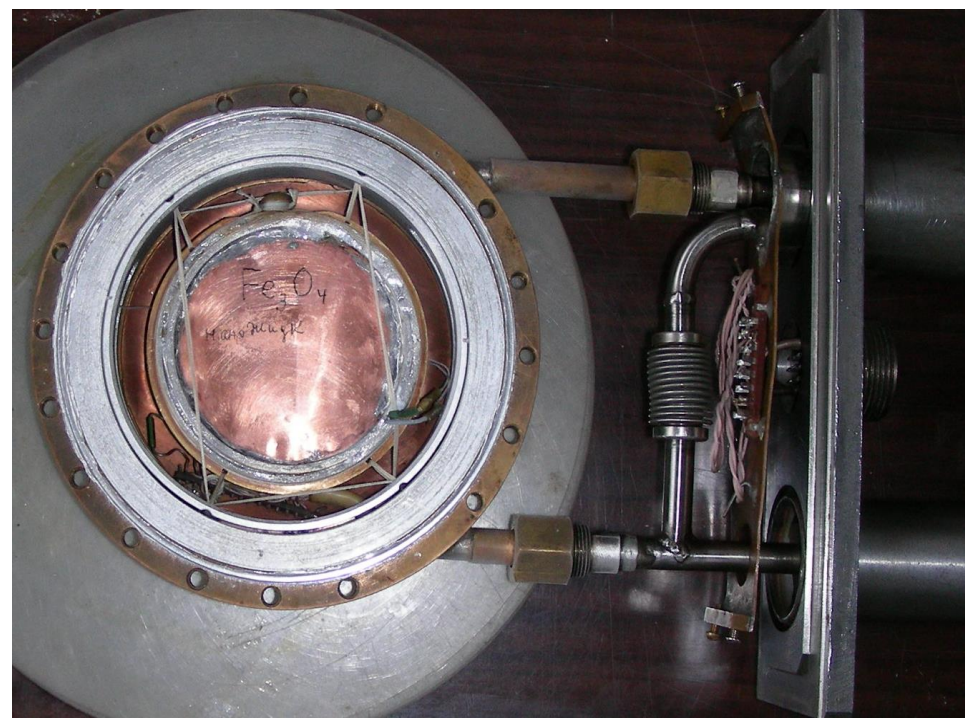
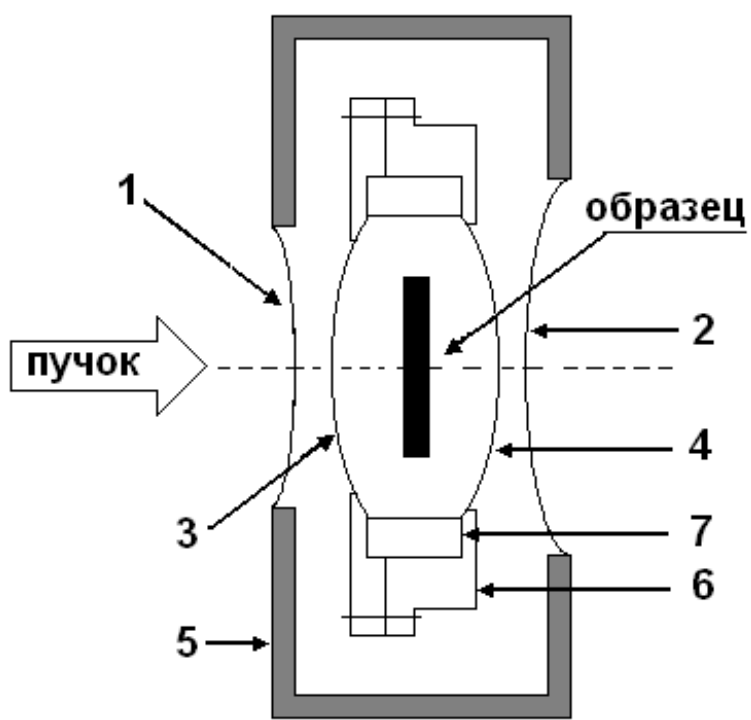
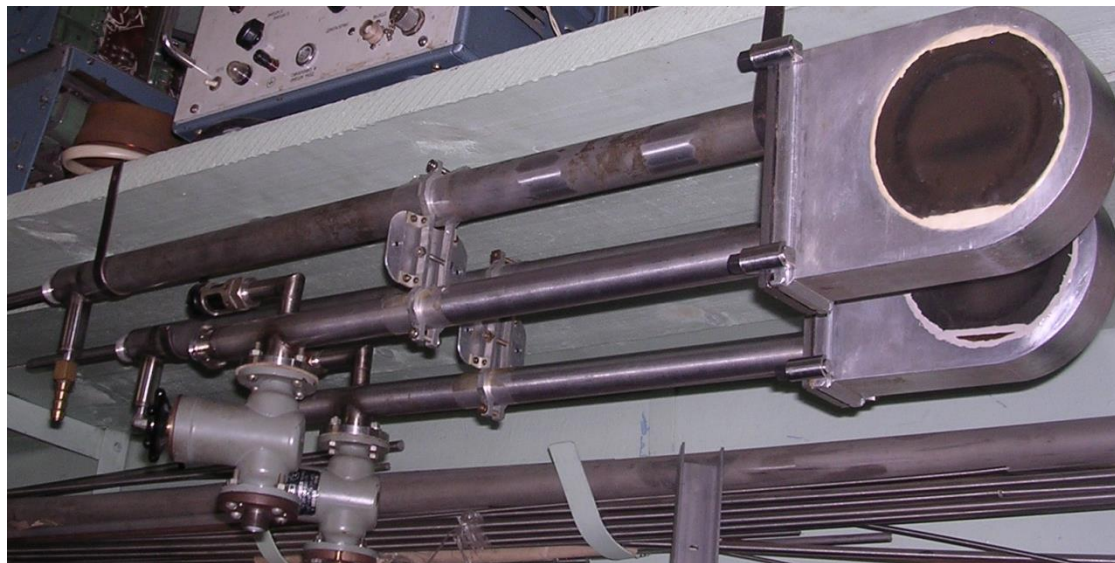


Рис. Криостат и размещение образца в криостате для μ SR-исследований. 1 и 2 (3 и 4)– входное и выходное горячие (холодные) окна соответственно; 5 – корпус криостата; 6 – камера криостата из бериллиевой бронзы; 7 – оправа для крепления образца.



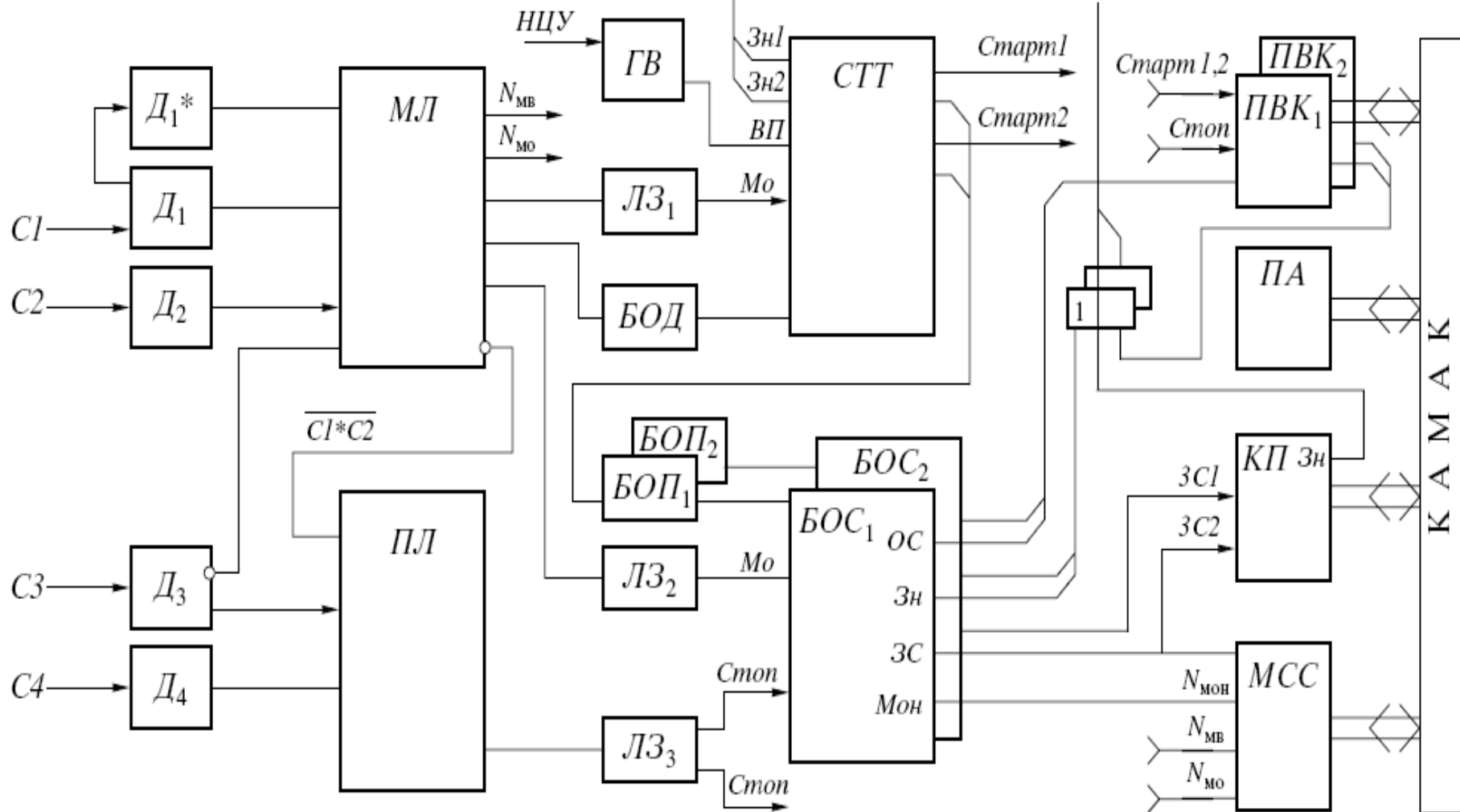
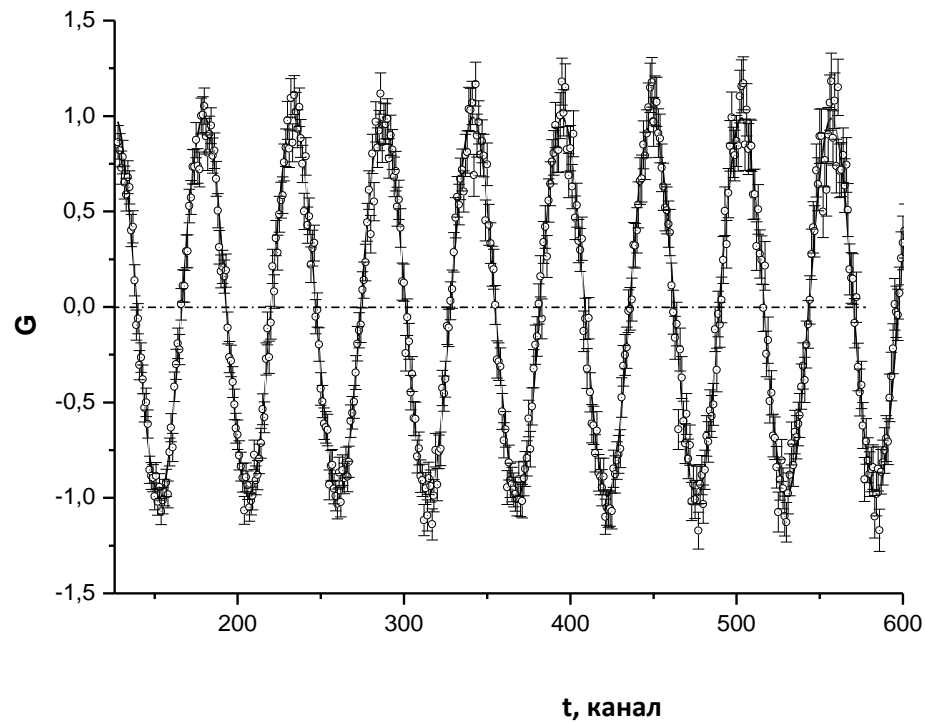
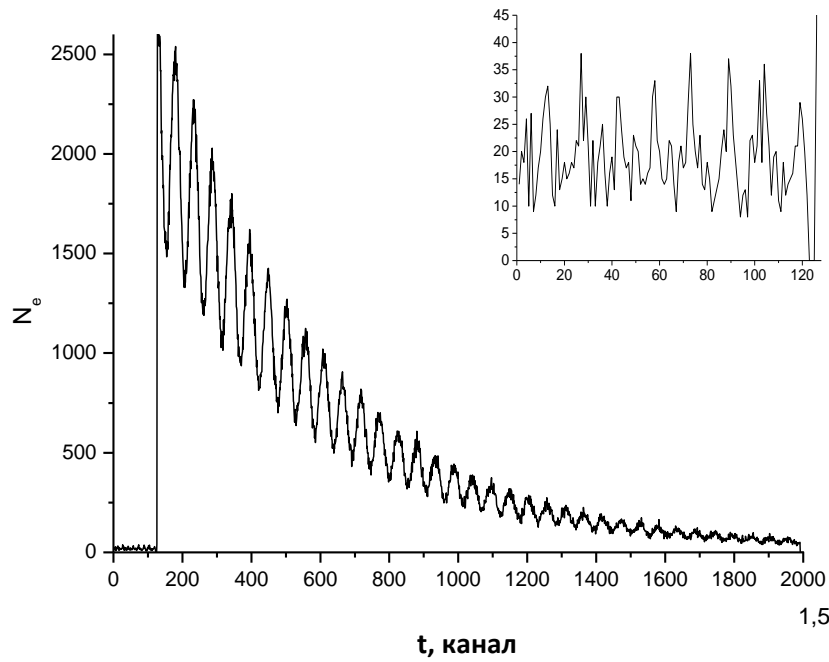


Рис. 3. Функциональная схема формирования триггера μ SR-установки. C_1 – C_4 – сигналы со счетчиков C_1 – C_4 ; D_1 – D_4 , D_1^* – дискриминаторы; ML –мюонная логика; PL –позитронная логика; GV –генератор ворот; LZ_1 – LZ_3 – линии задержки; $СТТ$ – блок формирования стартовых сигналов; $БОД$ – блок охраны “до”; $БОП$ – блок охраны “после”; $БОС$ – блок отбора событий; $ПВК$ –временной преобразователь (преобразователь время-код); $КП$ – контроллер памяти; $ПА$ – память анализаторная; $МСС$ – многоканальная система скалеров. Сигналы: $НЦУ$ – начало цикла ускорения, $Зн$ – занято, $РС$ – режектированное событие, $Мон$ – монитор, $ЗС$ – запись события, $ВП$ – вывод пучка, $Мо$ – мюонная остановка, $Сбр$ – сброс; N_{MB} и N_{MO} – числа мюонных соответственно входов и остановок.



Итак, приведем основные параметры μSR-установки:

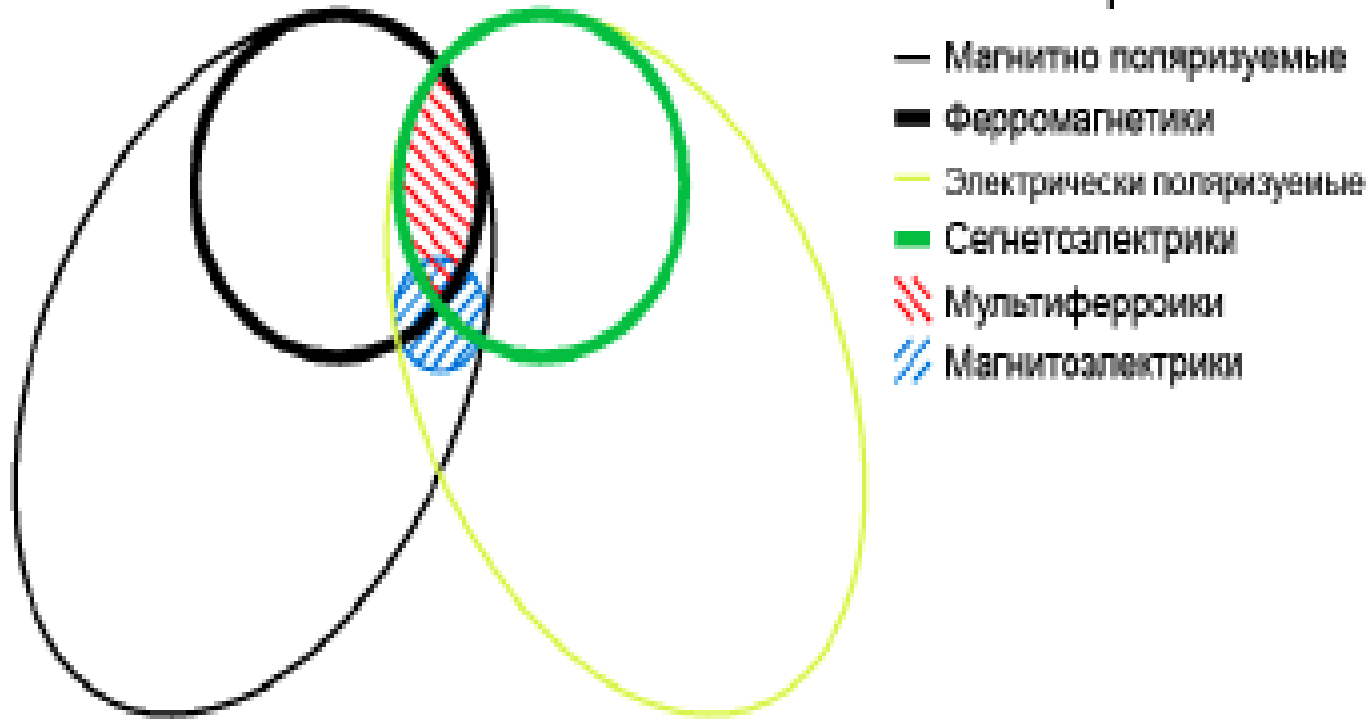
Установка позволяет проводить μSR-исследования на образцах с поперечными размерами, вписывающимися в окружность диаметром $2 \div 5$ см и толщиной по пучку ≥ 4 г/см² в диапазоне температур $10 \div 300$ К со стабильностью температуры в данном интервале $\pm 0,1$ К.

На установке можно проводить исследования как в нулевом магнитном поле, компенсируя рассеянные поля кольцами Гельмгольца до уровня $\sim 0,05$ Гс, так и во внешнем магнитном поле (поперечном или продольном) в диапазоне 5 Гс $\div 1,5$ кГс.

Однородность внешних магнитных полей в объеме 200 см³ не хуже 10^{-4} ; что позволяет вести измерения при скоростях релаксации не менее $0,005$ мкс⁻¹. Измерения на меди показали, что скорость релаксации спинов мюонов λ составляет $0,0053(31)$ мкс⁻¹, что приемлемо для μSR-исследований.

Мультиферроики

Материалы



В последние годы интересны материалы, в которых сосуществуют магнитное и электрическое упорядочения.

Применение: для сенсорной техники, магнитной памяти и микроэлектроники, в частности спинтроники,

Наиболее интересны мультиферроики с близкими температурами магнитного и ферроэлектрического упорядочения.

Представителями таких соединений, в частности, являются манганиты RMnO_3 и манганаты RMn_2O_5 (R – металл редкоземельной группы элементов), AFM и FE порядки в этих материалах реализуются при близких значениях температуры (30– 40 K).

Исследование мультиферроиков RMnO_3

HoMnO_3

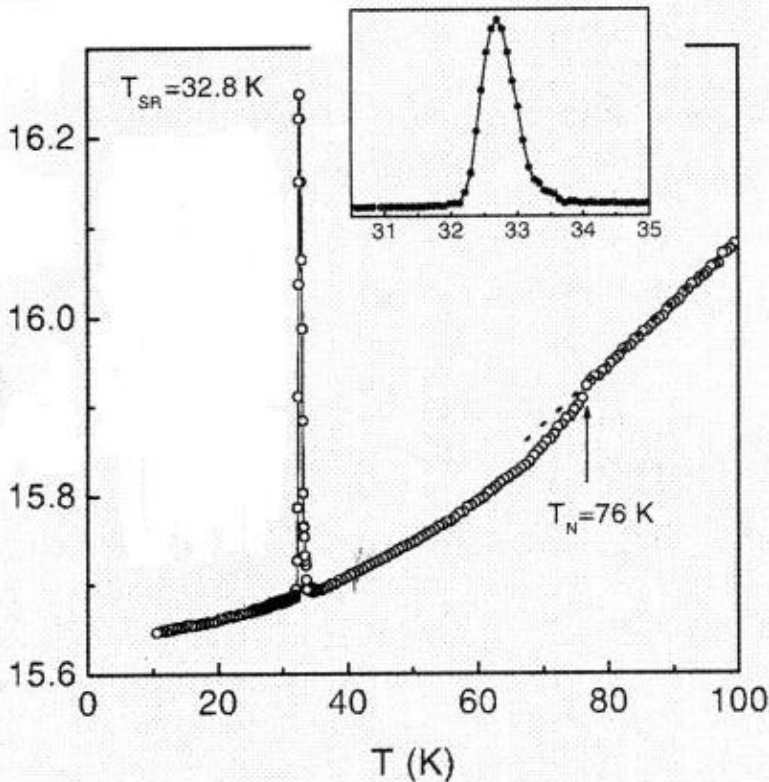


Рис. Температурная зависимость диэлектрической проницаемости ϵ для образца HoMnO_3

Известны в литературе два перехода:

- 1). Слабовыраженный РМ-AFM при температуре T_{N} ;
- 2). Поляризация спина электронов проводимости гексагональной структуры при температуре T_{SR} .
- 3). В T_{SR} происходит поворот спинов Mn на 90° .

Вопрос: каковы внутренние магнитные поля и что происходит в этих переходах???

M.Fiebig, D.Fröhlich, K.Kohn et al., Phys. Rev. Lett. 84, 5620 (2000).

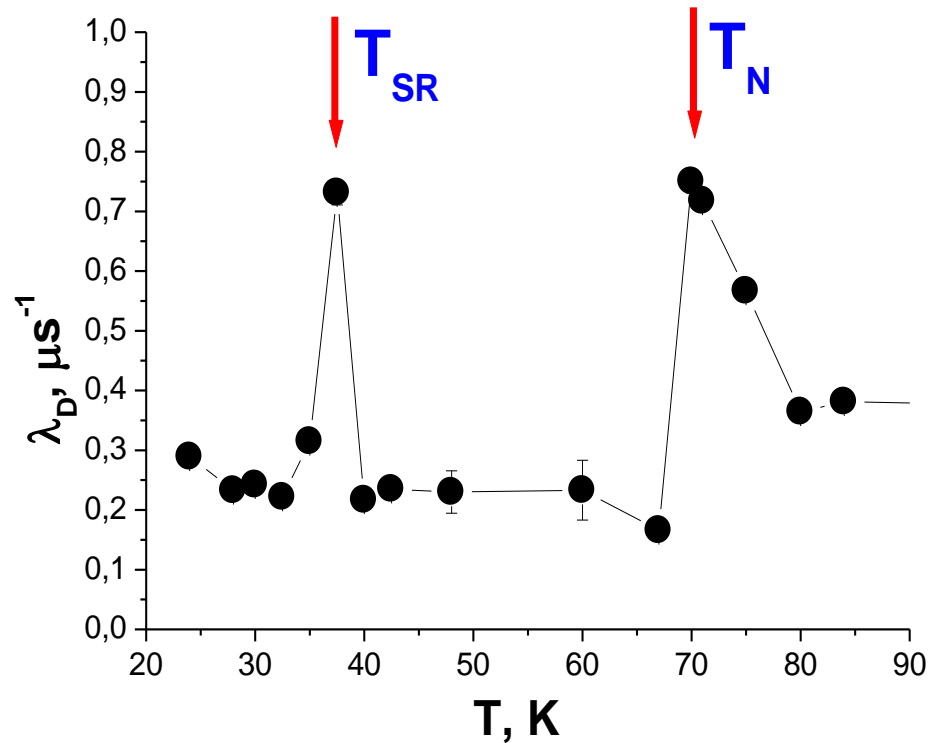
B.Lorenz, A.P.Litvinchuk, M.M.Gospodinov and C.W.Chu. Phys. Rev. Lett. 92, 087204 (2004).

B. Lorenz, Y.Q. Wang, Y.Y. Sun and C.W. Chu. Phys. Rev. B 70, 212412 (2004).

HoMnO₃ (керамика)

Изготовитель образцов МИСиС, Москва

два перехода:



Письма в ЖЭТФ, том 85, вып. 12, 2007, стр. 795-798.

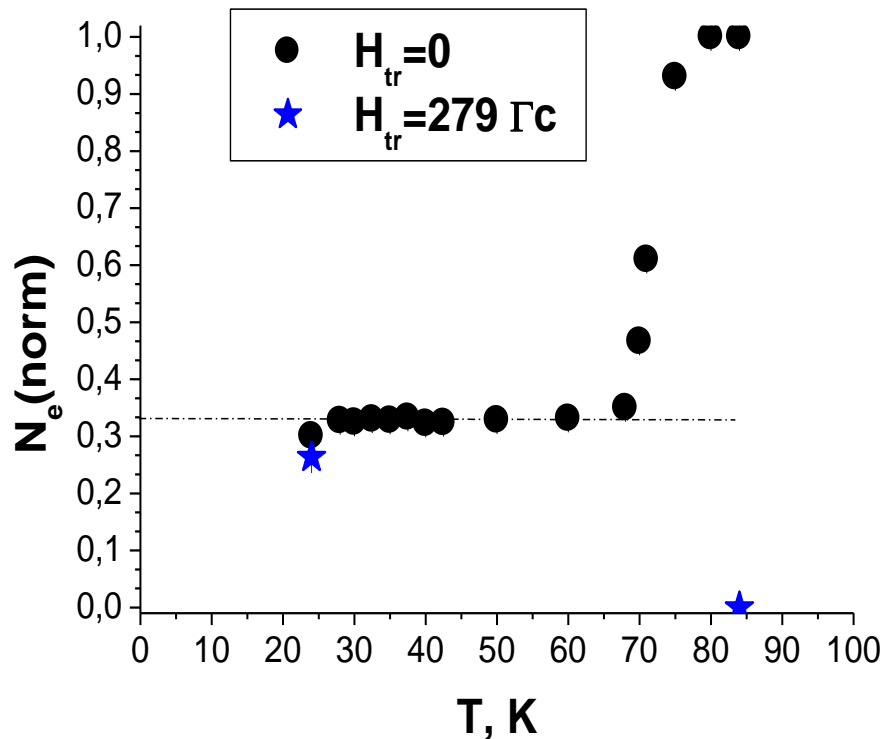


Рис. Интегральный выход позитронов N_e от распада остановившихся мюонов в образце HoMnO_3

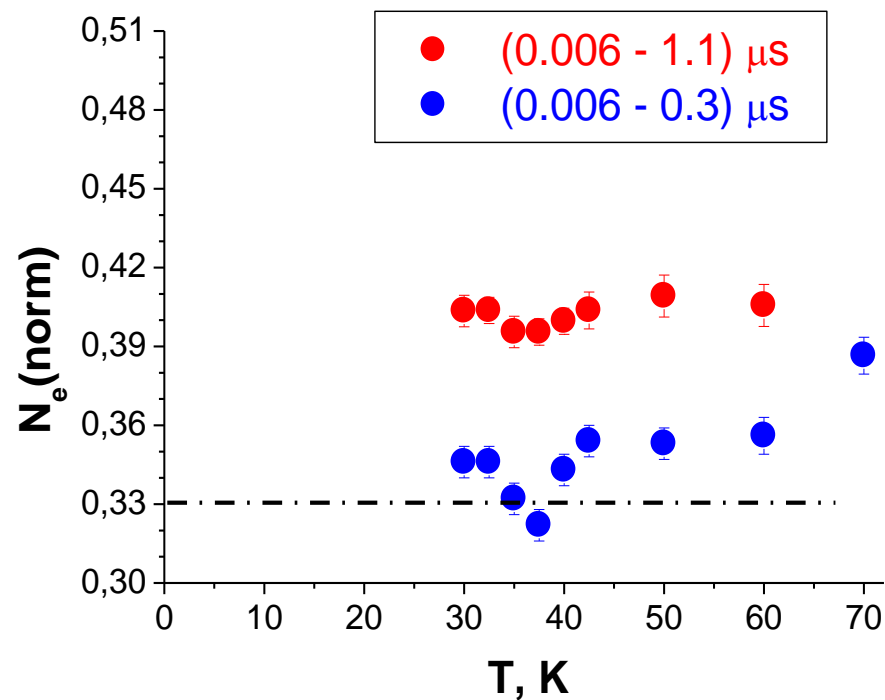


Рис. Интегральный выход позитронов для разных интервалов интегрирования

Детальное изучение функции релаксации поляризации мюонов G_s позволяет определить параметры распределения локальных магнитных полей при различных температурах исследуемых образцов.

Так для образца HoMnO_3 функцию релаксации поляризации остановившихся мюонов $G_s(t)$ в нулевом магнитном поле удаётся описать зависимостью:

$$G_s(t) = [a_1 \cdot (1/3 + 2/3 \cdot \cos(\Omega_1 \cdot t) \cdot \exp(-\Delta_1 \cdot t)) + a_2 \cdot (1/3 + 2/3 \cdot \cos(\Omega_2 \cdot t) \cdot \exp(-\Delta_2 \cdot t))] \cdot \exp(-\lambda_d \cdot t),$$

где $a_1 + a_2 = a_s$ – начальная асимметрия распада мюонов, остановившихся в образце;

λ_d – скорость динамической релаксации;

$\Omega_{1,2} = 2 \cdot \pi \cdot F_{1,2}$ – циклические частоты (связанные со средним локальным полем в месте локализации мюона);

$\Delta_{1,2}$ – распределение частот, связанный с разбросом внутренних магнитных полей.

На рисунках 2 и 3, для примера, приведены функции релаксации поляризации $G_s(t)$ для образца HoMnO_3 для двух характерных температур (между первым и вторым фазовыми переходами $T = 50$ К и после второго, спин-ротационного перехода $T = 30$ К).

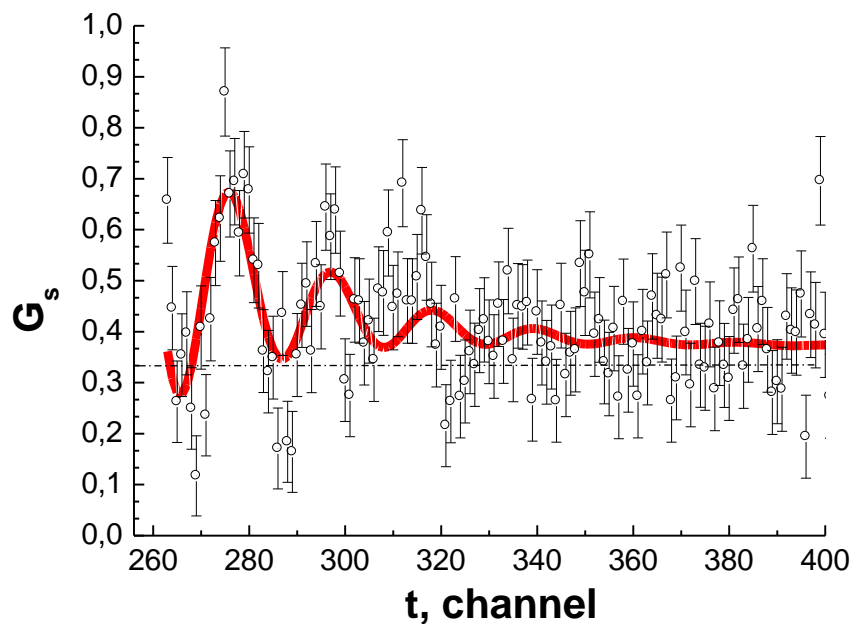


Рис. 2. Функции релаксации поляризации $G_s(t)$ для образца HoMnO_3 в нулевом поле при температуре 50 К; $a_1=0,173(9)$; $a_2=0,099(9)$; $F_1=58(1)$ МГц; $\Delta_1=48(7)$ МГц; $F_2=0$ МГц; $\Delta_2=37(7)$ МГц. По горизонтальной шкале (время t) один канал соответствует 0,8 нс, ноль времени находится в 256 канале.

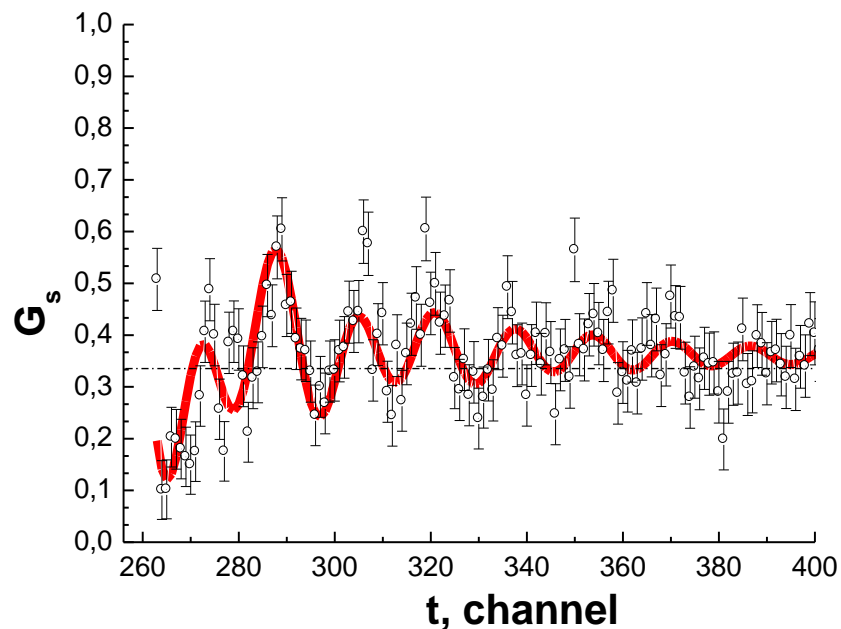


Рис. 3. Функции релаксации поляризации $G_s(t)$ для образца HoMnO_3 в нулевом поле при температуре 30 К; $a_1=0,100(26)$; $a_2=0,172(26)$; $F_1=75(4)$ МГц; $\Delta_1=24(2)$ МГц; $F_2=40(1)$ МГц; $\Delta_2=63(6)$ МГц. По горизонтальной шкале (время t) один канал соответствует 0,8 нс, ноль времени находится в 256 канале.

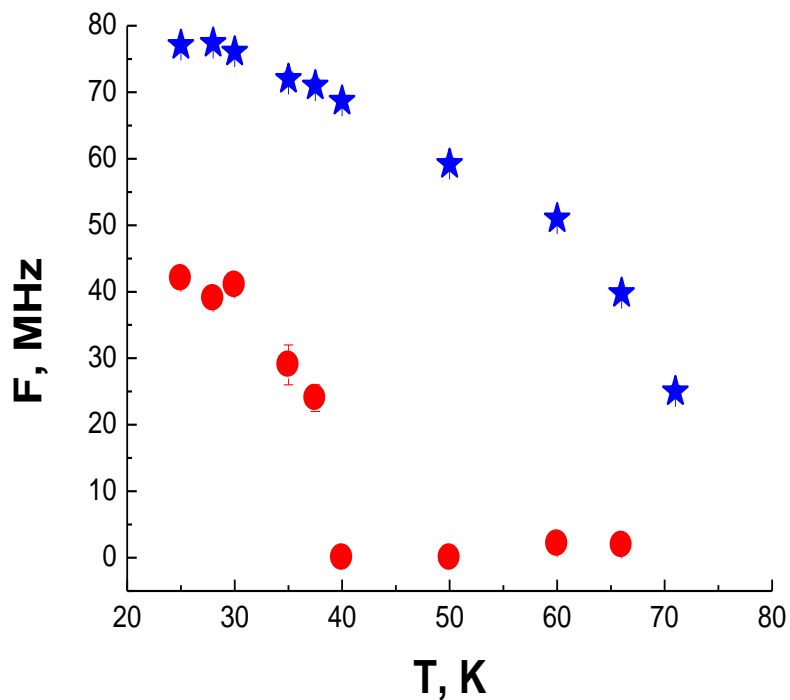


Рис. 4. Поведение частот наблюдаемой прецессии F от температуры образца HoMnO_3 в нулевом поле. Звездочки – F_1 , круглые точки – F_2 .

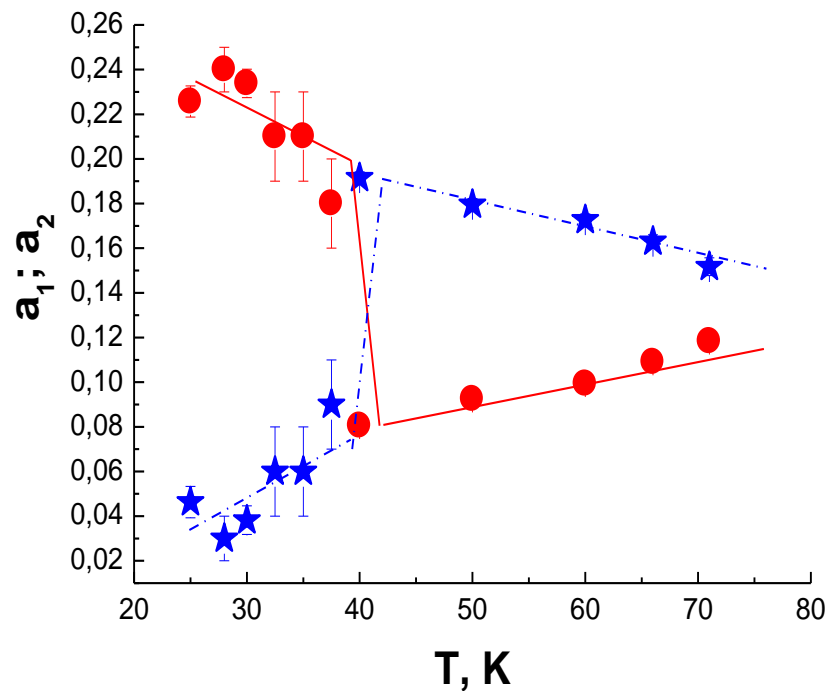


Рис. 5. Зависимость асимметрии от температуры образца HoMnO_3 в нулевом поле. Линии нанесены для наглядности поведения зависимости. Звездочки – a_1 , круглые точки – a_2 , где $a_1 + a_2 = a_s$.

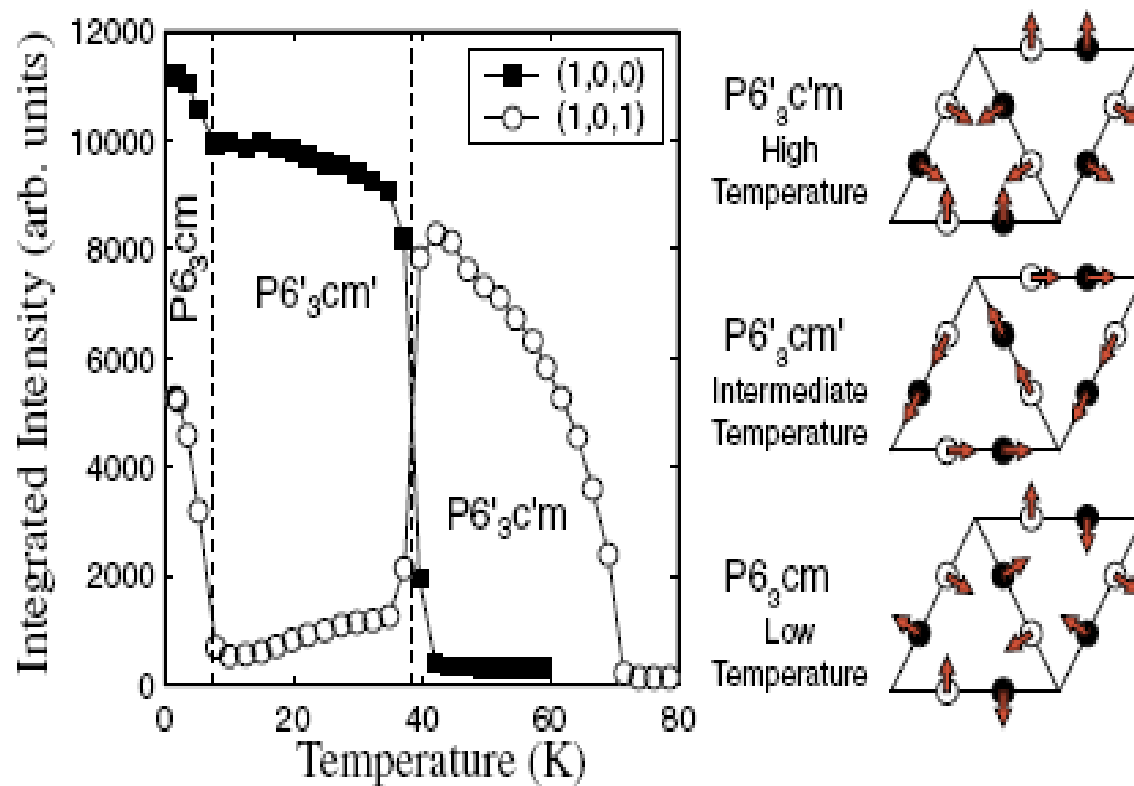
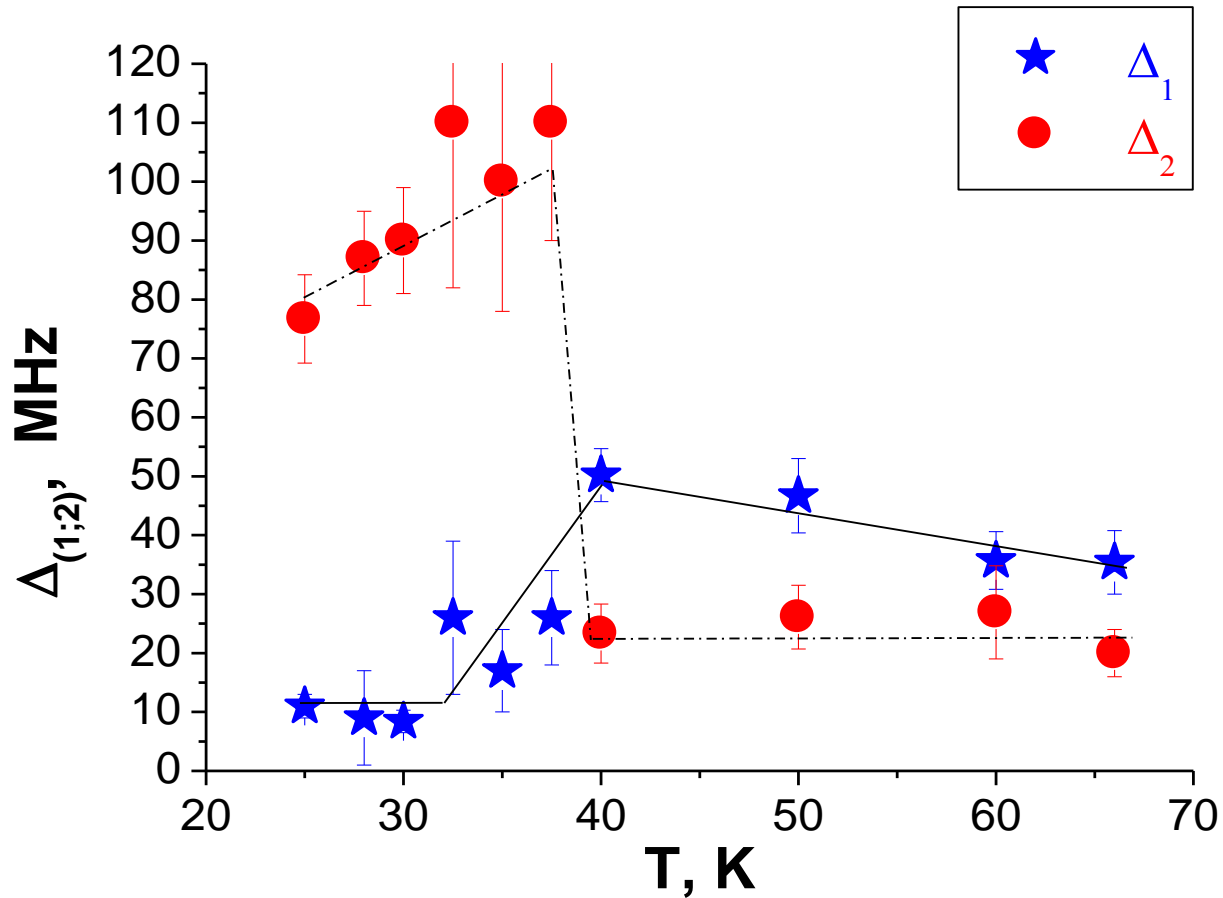


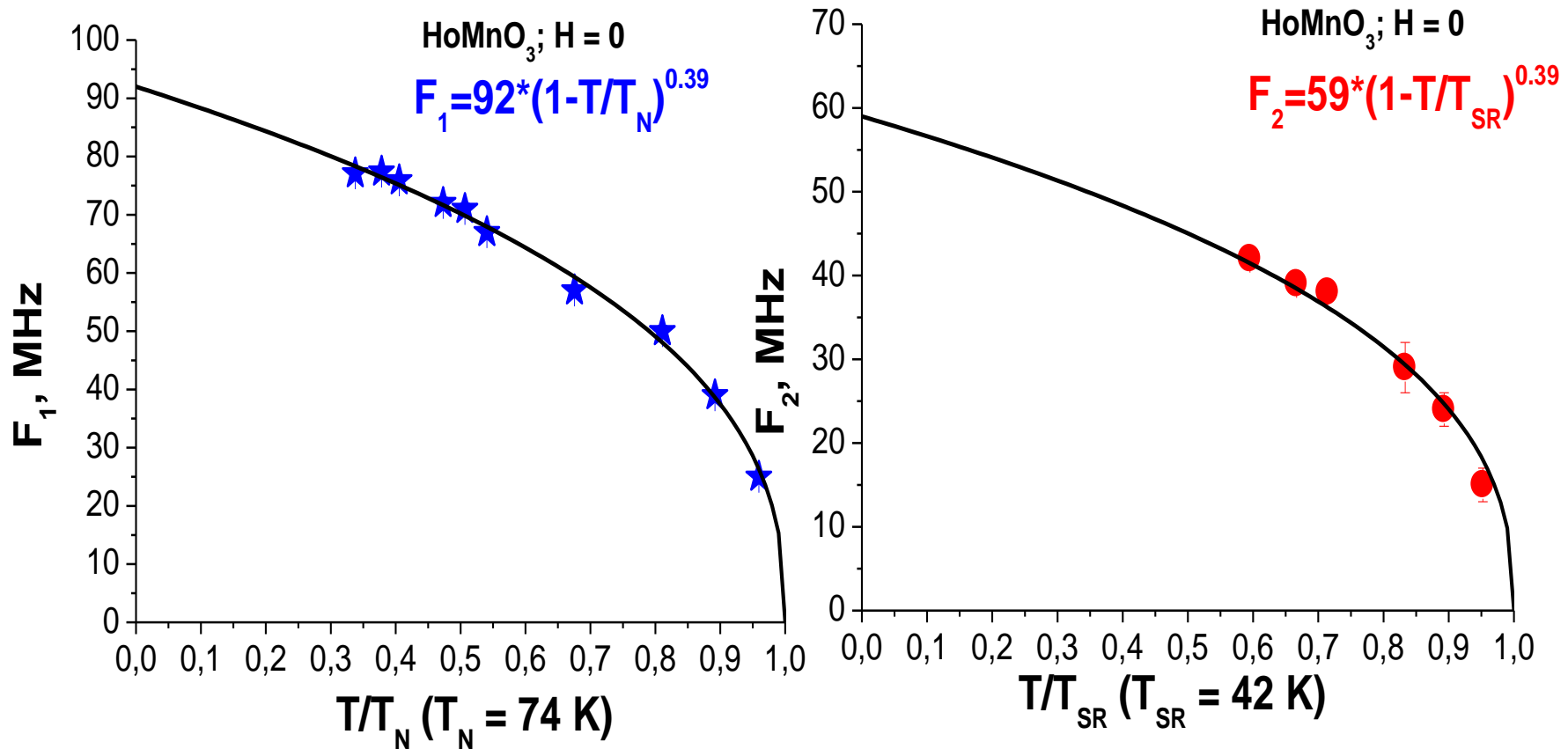
Рис. Температурная зависимость интегральной интенсивности нейтронов.

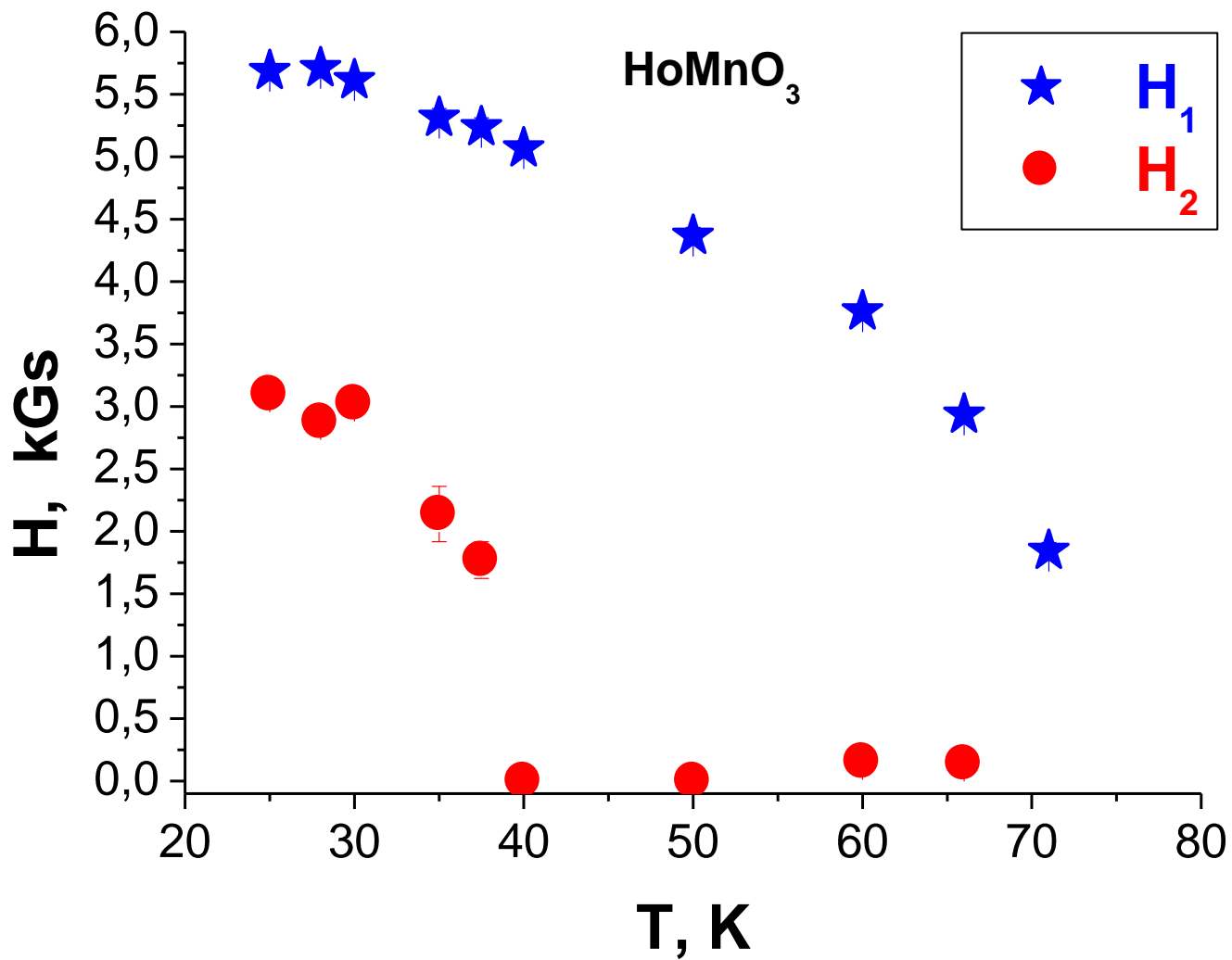
На рисунке демонстрируется поведение параметров Δ_1 и Δ_2 (распределение полей) в диапазоне температур 20 К – 70 К.



Для образца HoMnO_3 зависимость частоты прецессии от температуры хорошо аппроксимируется при помощи кривой Кюри-Вейса:

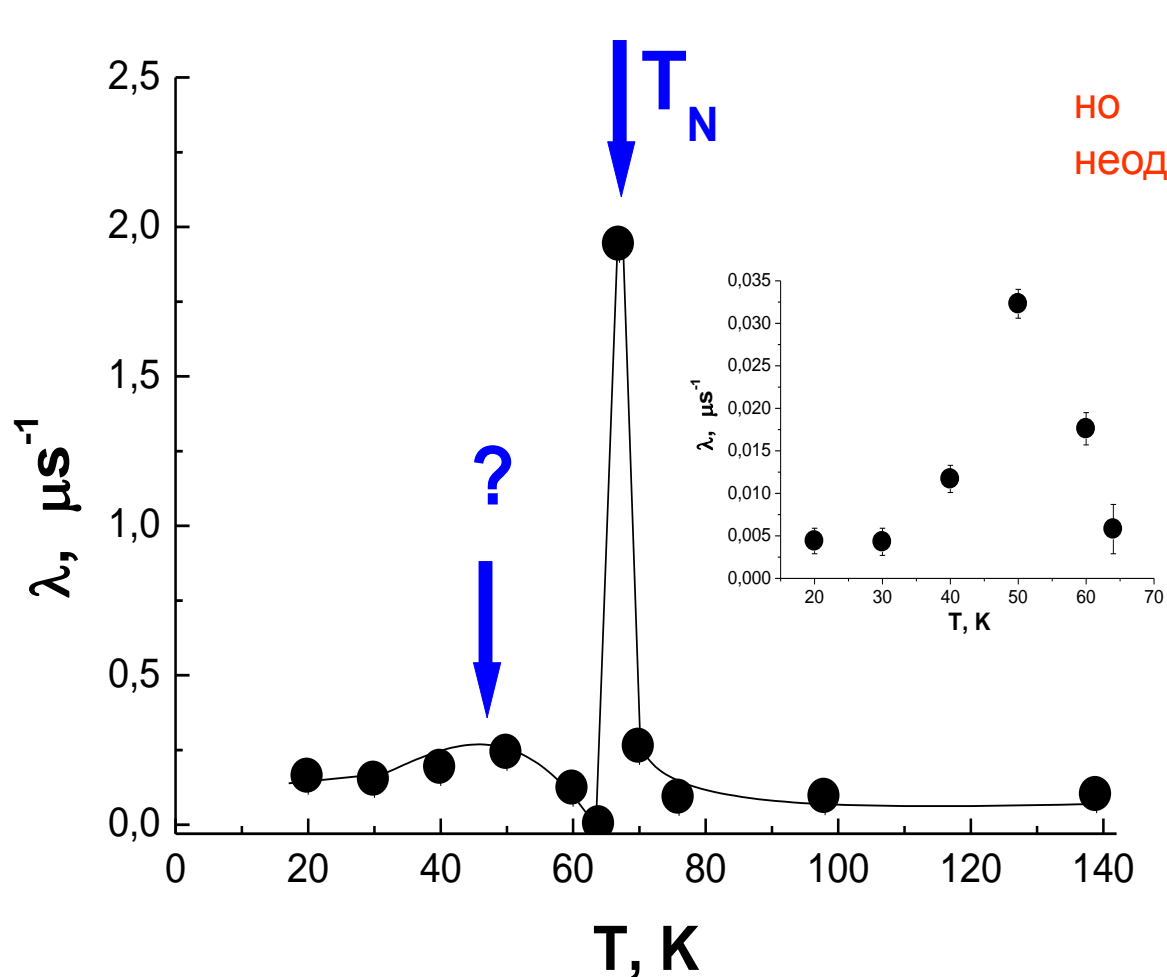
$F \sim F_{\max} \cdot (1 - T/T_0)^\beta$ с показателем $\beta = 0.39 \pm 0.02$, что соответствует модели 3D-магнетика Гейзенберговского типа.





Зависимость внутренних магнитных полей от температуры для образца HoMnO₃.

YMnO_3 (керамика)



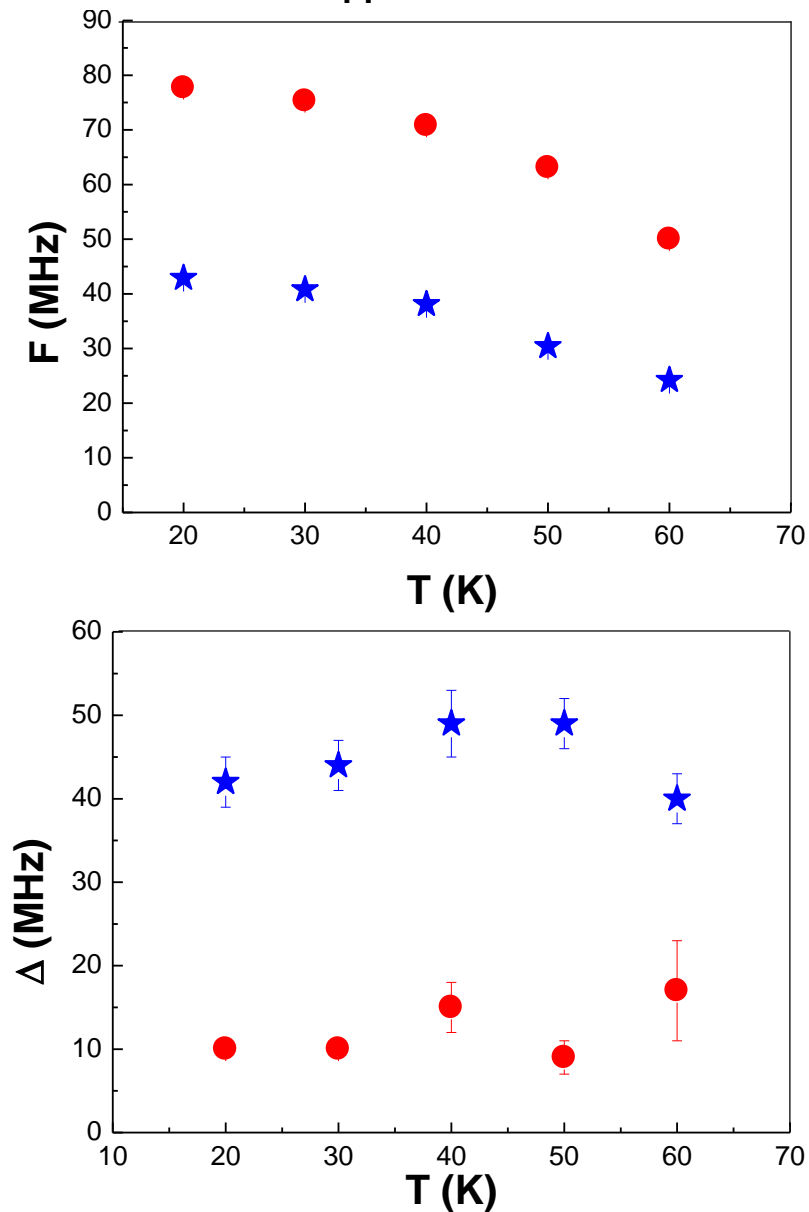
один переход,

но в районе 45 К видим неоднородность.

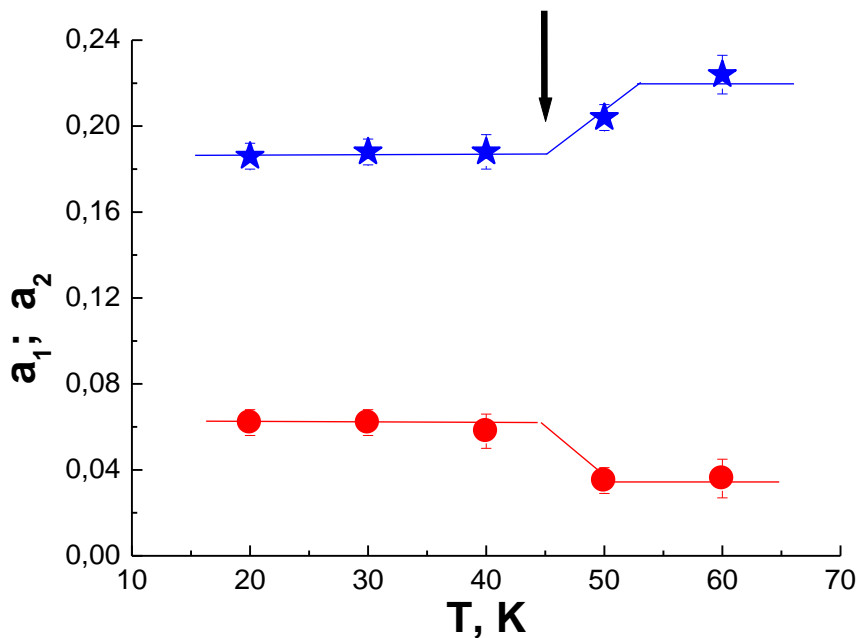
Рис. Скорость релаксации поляризации мюонов, остановившихся в образце YMnO_3 в нулевом магнитном поле.

$$G_s(t)=[a_1 \cdot (1/3 + 2/3 \cdot \cos(\Omega_1 \cdot t) \cdot \exp(-\Delta_1 \cdot t)) + a_2 \cdot (1/3 + 2/3 \cdot \cos(\Omega_2 \cdot t) \cdot \exp(-\Delta_2 \cdot t))] \cdot \exp(-\lambda \cdot t),$$

две частоты:



В районе $T = 45$ К видим неоднородность связанную, возможно с частичным разворотом спинов марганца, приводящее к 10% перераспределению долей частот.



P.J. Brown and T. Chatterji. J. Phys: Condens. Mater, **18**, 10085 (2006).

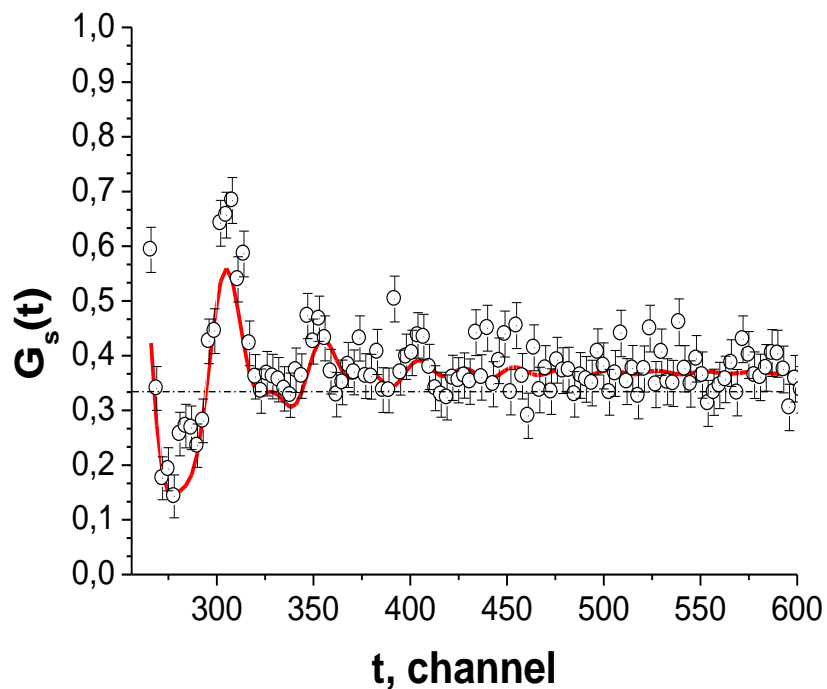


Рис. Функция релаксации поляризации $G_s(t)$ для образца $YMnO_3$ в нулевом внешнем магнитном поле при температуре $T = 60$ К, $a_1=0,223(10)$; $F_1=23,8(4)$ МГц; $\Delta_1=40(3)$ МГц; $a_2=0,041(10)$; $F_2 = 49,9(6)$ МГц; $\Delta_2=17(6)$ МГц; 1 канал по временной шкале соответствует 0,8 нс; ноль времени находится в 256 канале.

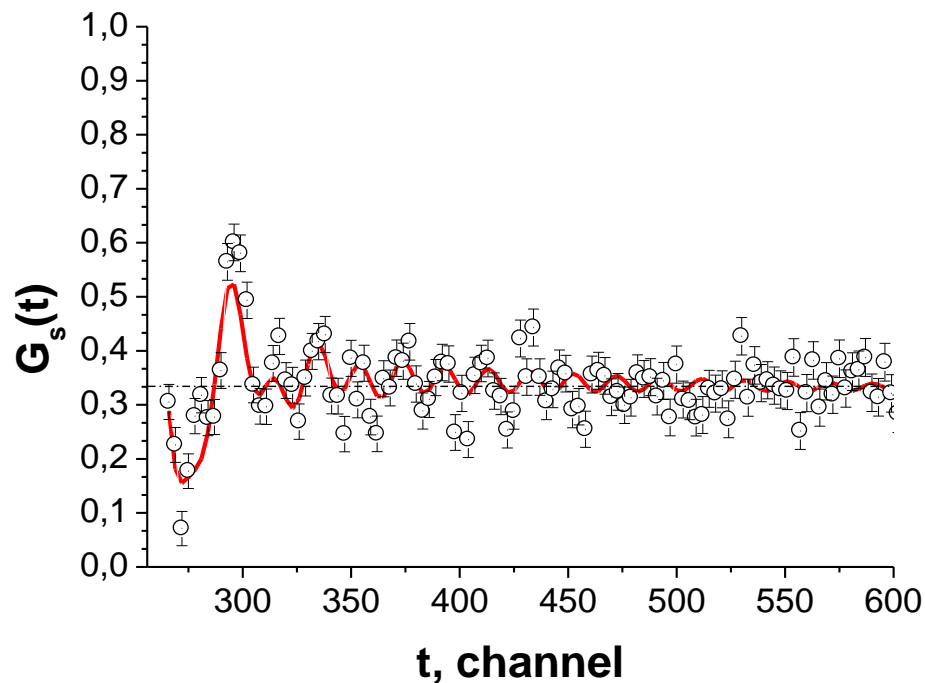


Рис. Функция релаксации поляризации $G_s(t)$ для образца $YMnO_3$ в нулевом внешнем магнитном поле при температуре $T = 50$ К, $a_1=0,235(2)$; $F_1 = 30,4(5)$ МГц; $\Delta_1=49(3)$ МГц; $a_2=0,029(2)$; $F_2 = 63,1(3)$ МГц; $\Delta_2=9(2)$ МГц; 1 канал по временной шкале соответствует 0,8 нс; ноль времени находится в 256 канале.

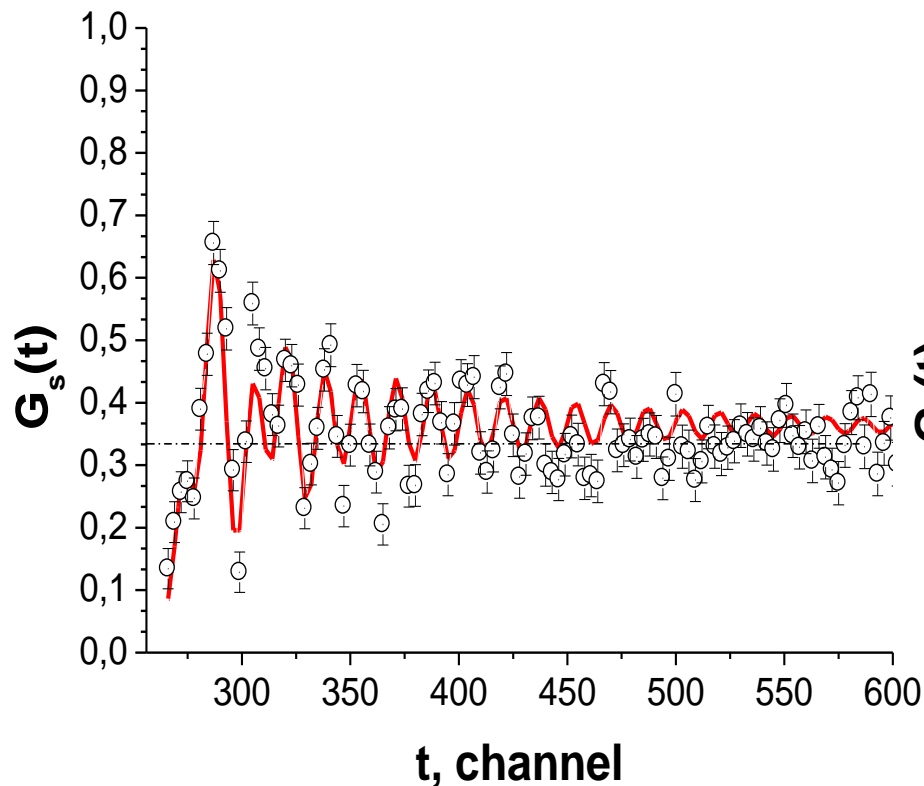


Рис. Функция релаксации поляризации $G_s(t)$ для образца $YMnO_3$ в нулевом внешнем магнитном поле при температуре $T = 30$ К, $a_1=0,1898(66)$; $F_1 = 40,8(5)$ МГц; $\Delta_1=44(3)$ МГц; $a_2=0,074(7)$; $F_2= 75,3(1)$ МГц; $\Delta_2=10(1)$ МГц; 1 канал по временной шкале соответствует 0,8 нс; ноль времени находится в 256 канале.

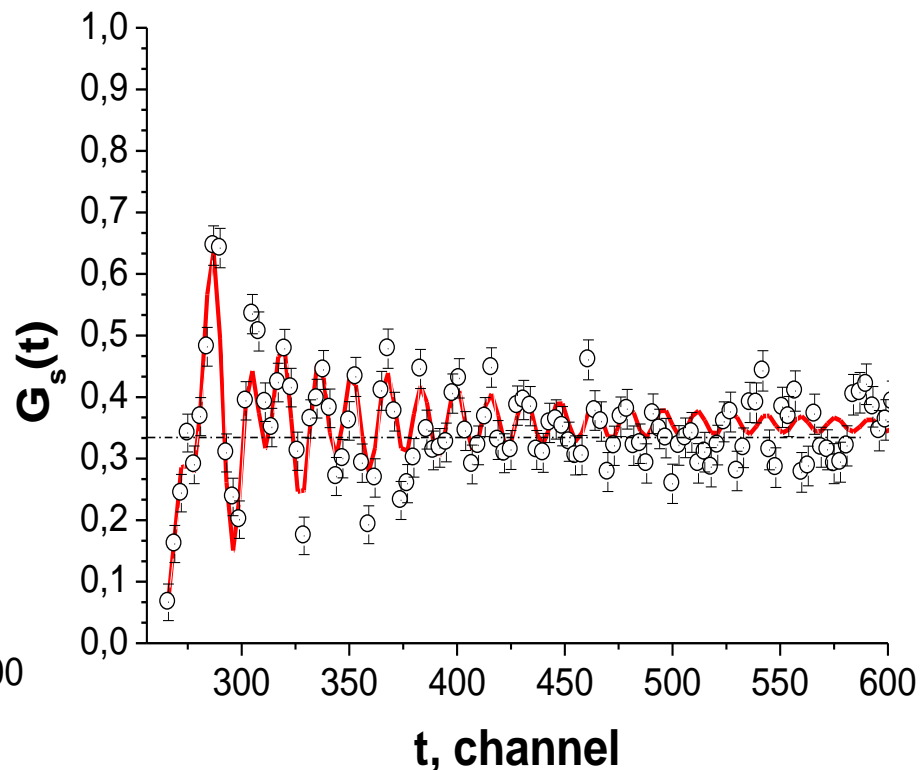
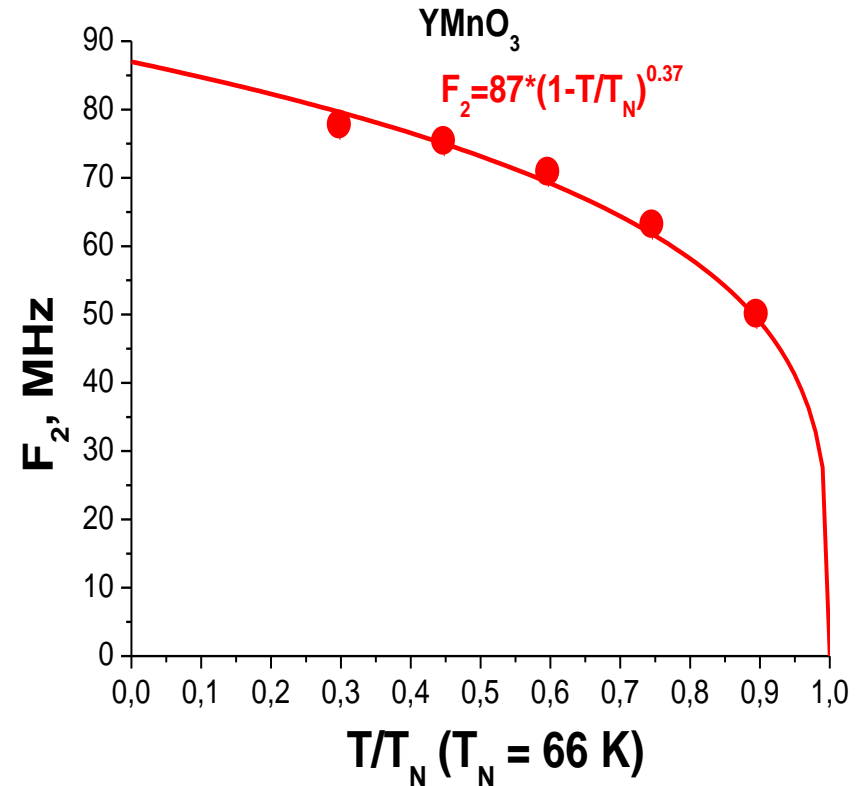
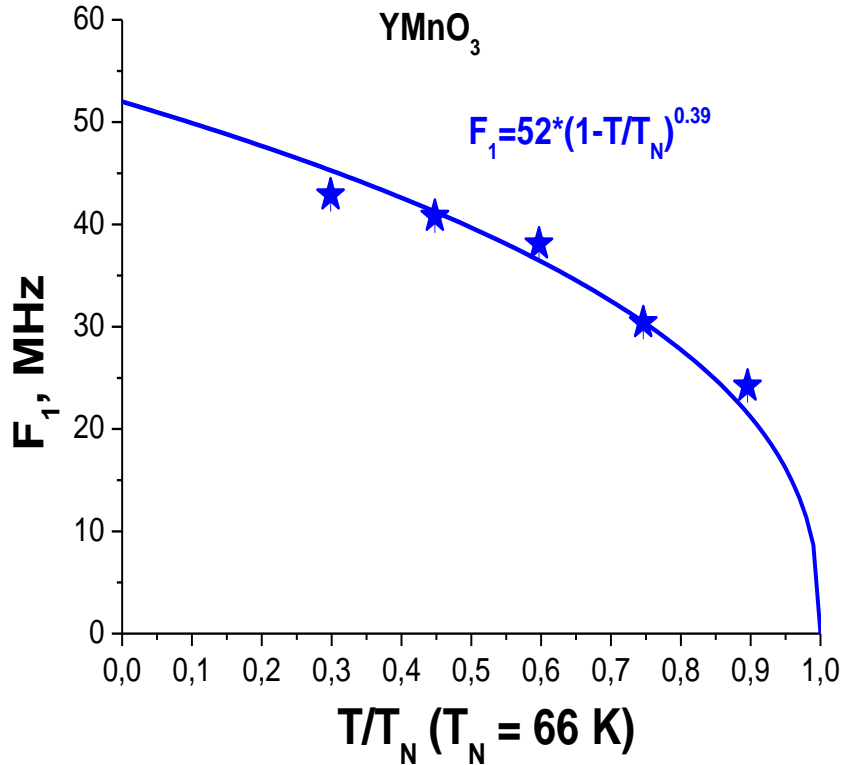


Рис. Функция релаксации поляризации $G_s(t)$ для образца $YMnO_3$ в нулевом внешнем магнитном поле при температуре $T = 20$ К, $a_1=0,189(6)$; $F_1= 42,9(4)$ МГц; $\Delta_1=42(3)$ МГц; $a_2=0,0748(60)$; $F_2 = 77,7(1)$ МГц; $\Delta_2=10(1)$ МГц; 1 канал по временной шкале соответствует 0,8 нс; ноль времени находится в 256 канале.

Для исследованного образца YMnO_3 зависимость частоты прецессии от температуры хорошо аппроксимируется при помощи кривой Кюри-Вейса:

$F \approx F_{\max} \cdot (1 - T/T_N)^\beta$ с показателем $\beta = 0,39 \pm 0,02$, что соответствует модели 3D-магнетика Гейзенберговского типа.



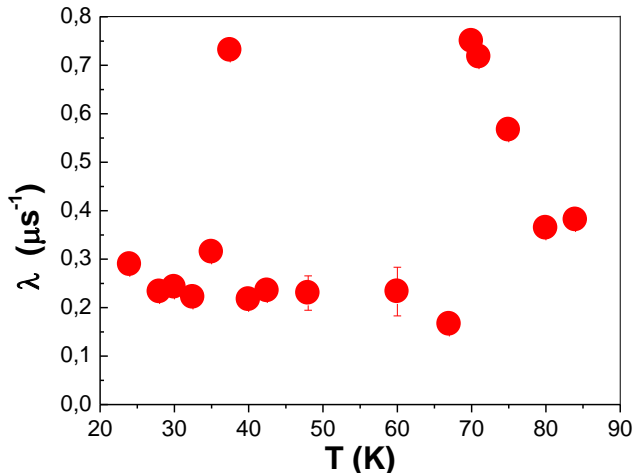


Рис. Скорость релаксации поляризации мюонов, остановившихся в образце HoMnO_3 в нулевом магнитном поле

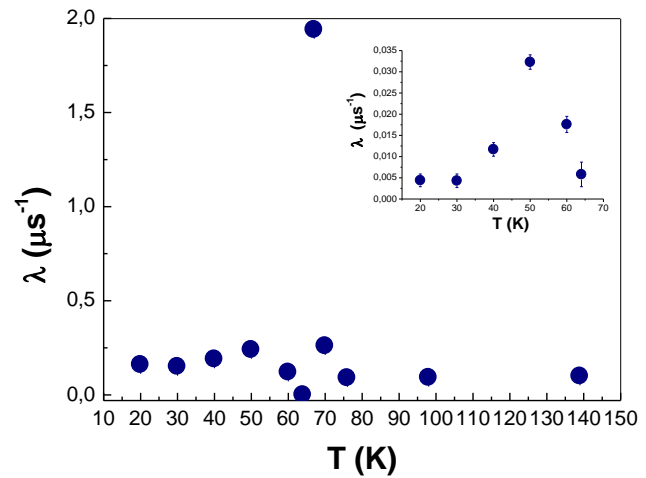


Рис. Скорость релаксации поляризации мюонов, остановившихся в образце YMnO_3 в нулевом магнитном поле

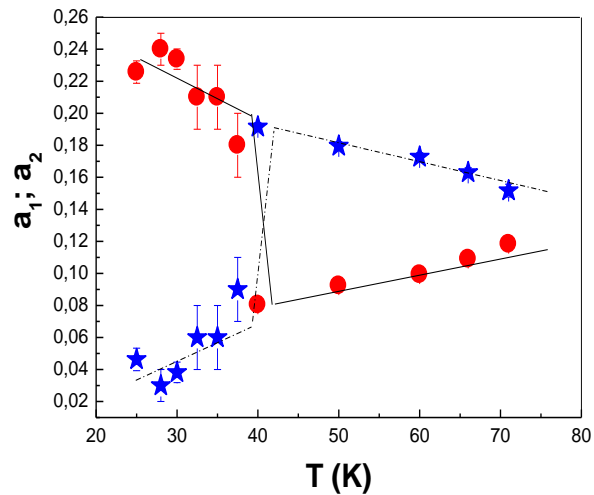


Рис. Зависимость асимметрии от температуры образца HoMnO_3 в нулевом поле. Линии нанесены для наглядности поведения зависимости. Звездочки – a_1 , круглые точки – a_2 , где $a_1 + a_2 = a_s$.

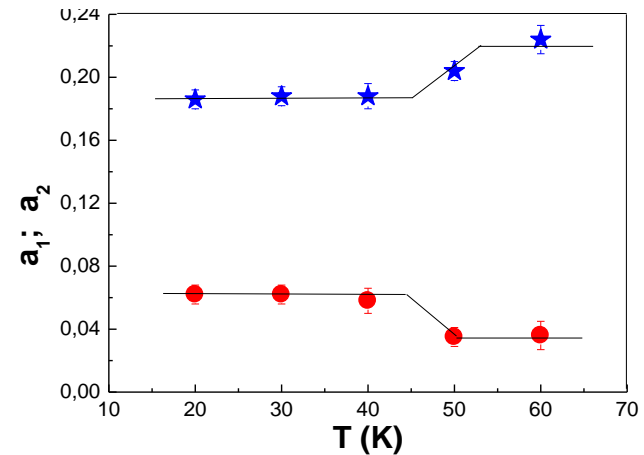
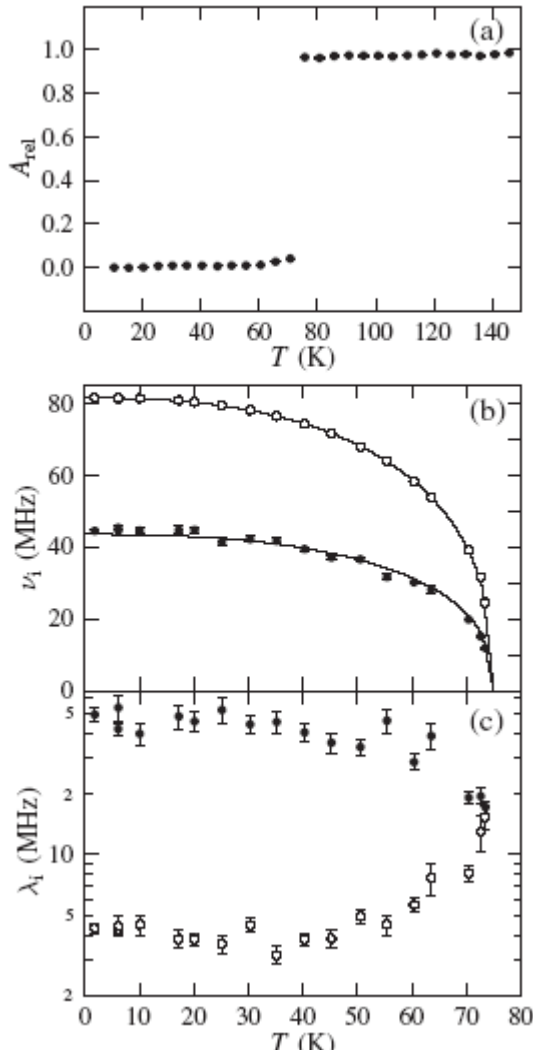


Рис. Зависимость асимметрии от температуры образца YMnO_3 в нулевом поле. Линии нанесены для наглядности поведения зависимости. Звездочки – a_1 , круглые точки – a_2 , где $a_1 + a_2 = a_s$.

M.Fiebig, D.Fröhlich, K.Kohn et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 5620 (2000).
 B.Lorenz, A.P.Litvinchuk, M.M.Gospodinov and C.W.Chu. Phys. Rev. Lett. **92**, 087204 (2004).
 B. Lorenz, Y.Q. Wang, Y.Y. Sun and C.W. Chu. Phys. Rev. B **70**, 212412 (2004).

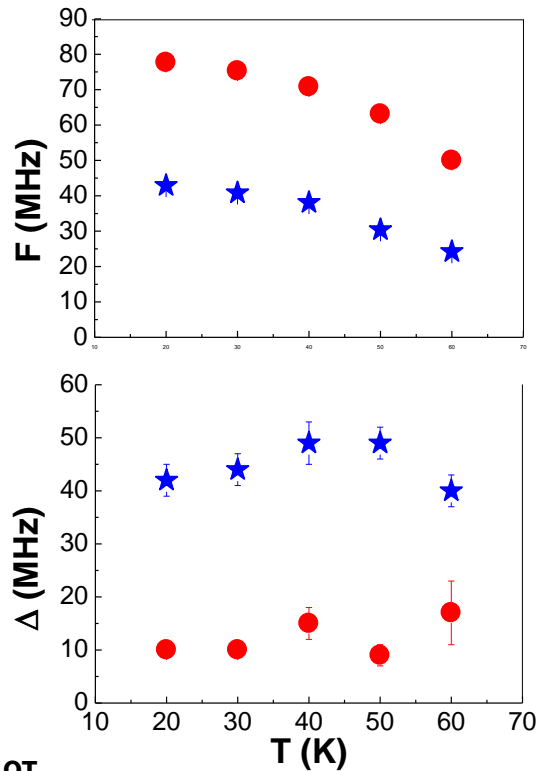
P.J. Brown and T. Chatterji. J. Phys: Condens. Mater, **18**, 10085 (2006).

Монокристалл



(a) – зависимость асимметрии от температуры; (b) – температурная зависимость частоты прецессии; (c) – температурная зависимость разброса частот.

Наши исследования (керамика)



Поведение частот наблюдаемой прецессии F от температуры образца $YMnO_3$ в нулевом поле. Звездочки – F_1 , круглые точки – F_2 .

Зависимость Δ_1 ; Δ_2 от температуры T для образца $YMnO_3$. Звездочки – Δ_1 , круглые точки – Δ_2 .

Письма в ЖЭТФ, том 85, вып. 12, 2007, стр. 795-798.

Выводы по исследованию манганитов:

1. Продемонстрирована высокая эффективность μ SR-метода при изучении манганитов. Было показано, что все образцы являются 3D-магнетиками Гейзенберговского типа, т.к. температурная зависимость частоты прецессии хорошо аппроксимируется кривой Кюри-Вейса.
2. С помощью μ SR-метода было показано, что образец HoMnO_3 при температуре $T_N = 74$ К испытывает переход из парамагнитного в антиферромагнитное состояние ($P \rightarrow \text{АФМ}$).
3. Доказано, что при температуре $T_{\text{SR}} = 42$ К (HoMnO_3) имеет место спин-ротационный переход (SR), т.е. спины марганца при этой температуре испытывают поворот на 90° .
4. Показано, что во всех манганитах существуют две частоты, причем вторая частота примерно в два раза выше, чем первая.
5. С помощью μ SR-метода было определено, что в образце YMnO_3 при температуре $T_N = 66$ К происходит фазовый переход парамагнетик–антиферромагнетик.
6. Были обнаружены для манганита YMnO_3 особенности вблизи температуры ~ 45 К, что может соответствовать частичному повороту спинов ионов марганца или малой доли орторомбической фазы в гексагональном образце.

И с с л е д о в а н и е
р е д к о з е м е л ь н ы х
м а н г а н а т о в

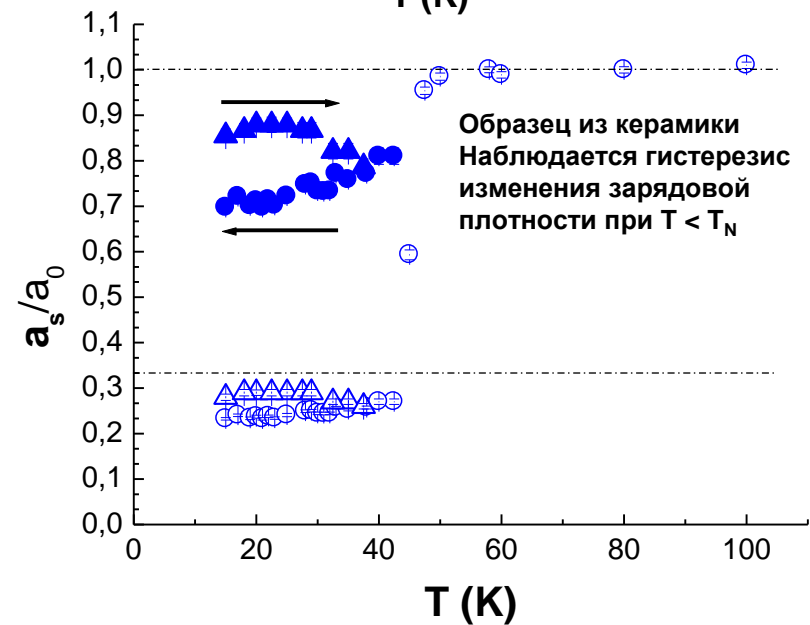
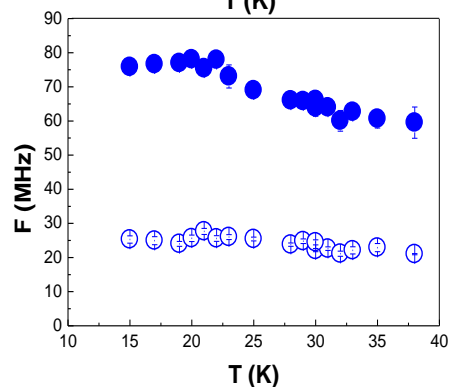
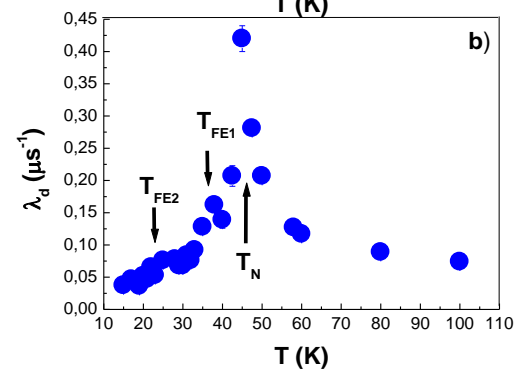
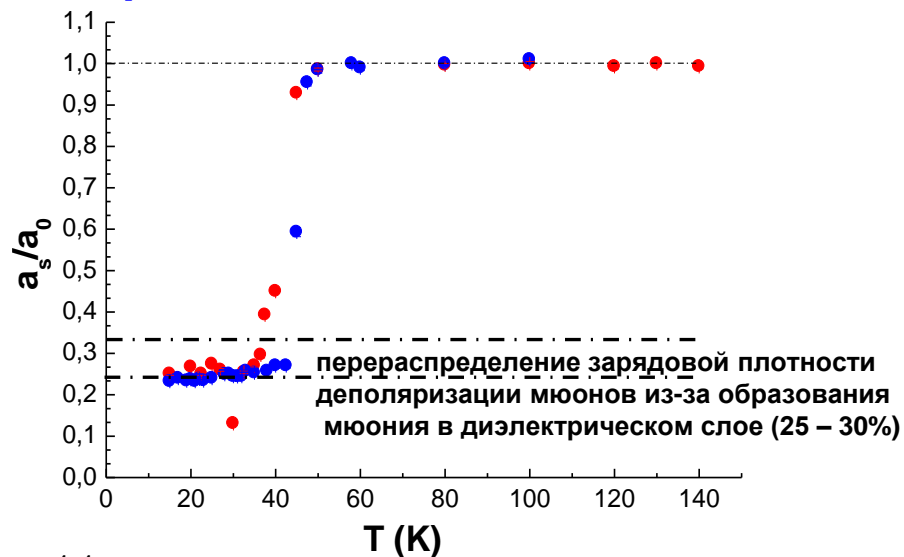
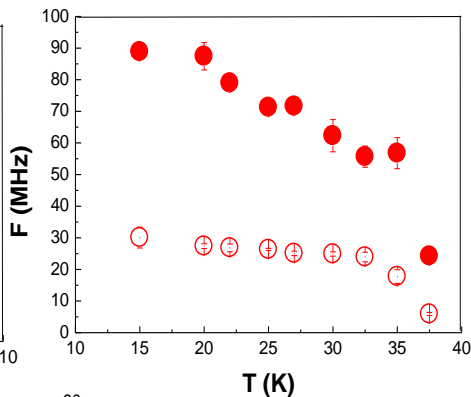
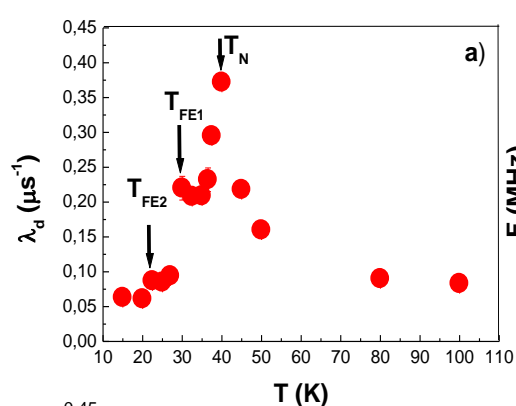
Исследование мультиферроиков $R\text{Mn}_2\text{O}_5$

EuMn₂O₅

a – поликристалл; **b** – керамика

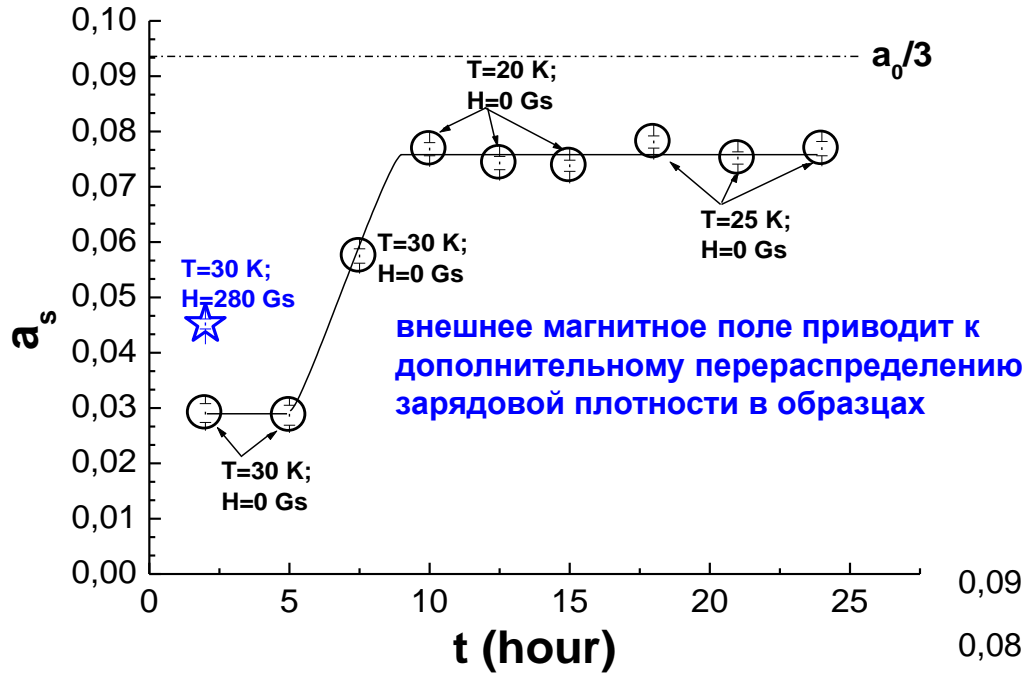
фазовые переходы

две частоты

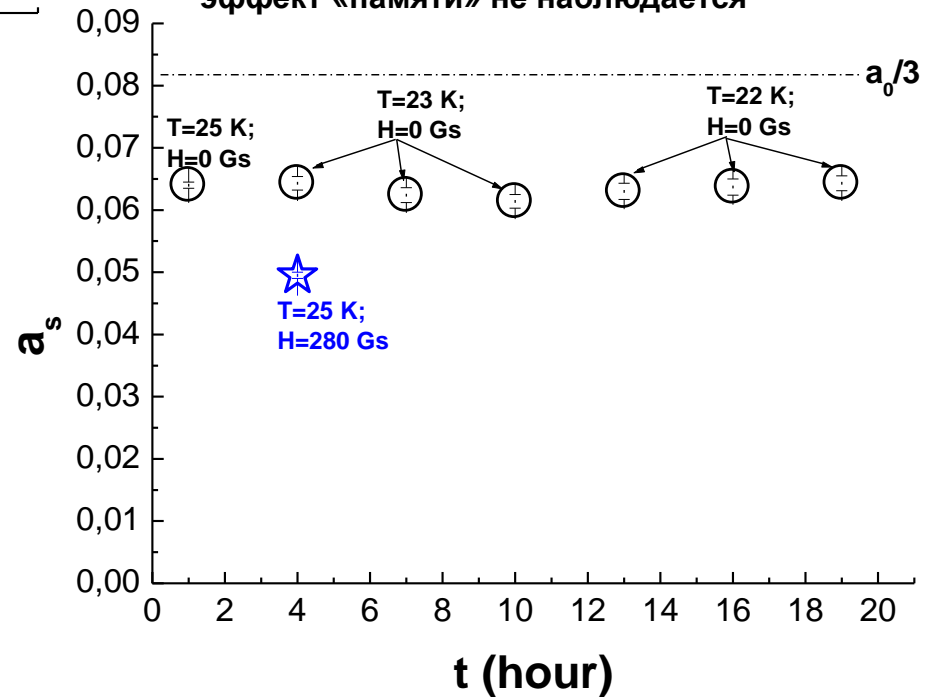


Письма в ЖЭТФ, т. 91, вып. 10, 2010, стр. 561 – 566.
Известия РАН. Серия физическая, 2010, т. 74, № 5,
стр. 738–740.

Образец из монокристаллов
Наблюдается эффект «памяти»
о воздействии внешнего магнитного поля



Образец из керамики
эффект «памяти» не наблюдается



Выводы:

Таким образом, изучение мультиферроика EuMn_2O_5 μSR -методом еще раз продемонстрировало эффективность этого метода при исследовании магнитных материалов.

Исследования с помощью μSR -метода двух типов образцов EuMn_2O_5 (из монокристаллов и керамики) обнаружили ряд интересных особенностей данного соединения:

1. В обоих образцах при температурах $T < T_N$, по-видимому, происходит локальное изменение зарядовой плотности, что проявляется в дополнительной деполяризации мюонов.

2. Внешнее магнитное поле, приложенное к исследуемым образцам при $T < T_N$, также приводит к потере поляризации. По-видимому, внешнее магнитное поле приводит к дополнительному перераспределению зарядовой плотности в образцах.

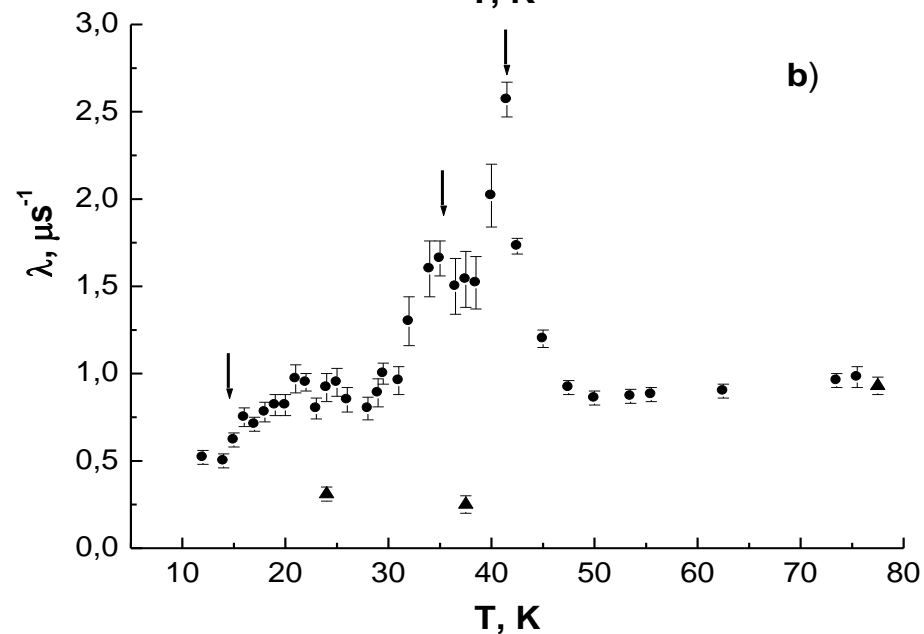
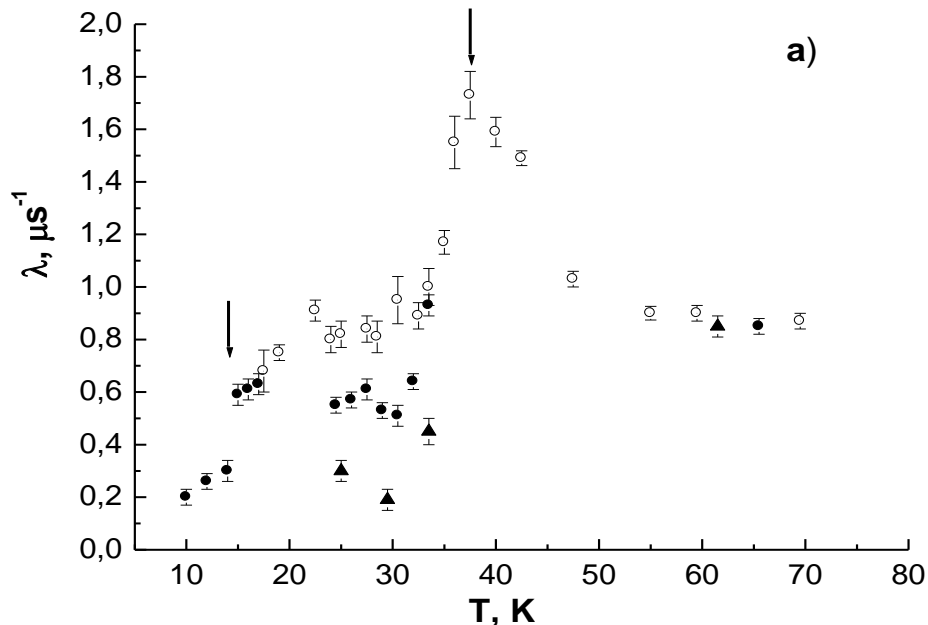
3. В исследованных образцах имеет место эффект «памяти» о воздействии на них внешнего магнитного поля. Время релаксации этой «памяти» зависит от размеров структурных единиц (монокристаллов и зёрен керамики).

4. Фазовые переходы, наблюдаемые при температурах $T < T_N$, не проявляются в распределении внутренних локальных магнитных полей. Они видны только в температурной зависимости динамической скорости релаксации $\lambda_d(T)$.

5. Перераспределение электронной плотности происходит в точке фазового перехода при температуре T_N . Возможно, механизм мультиферроичности связан именно с этим явлением.

GdMn₂O₅

фазовые переходы



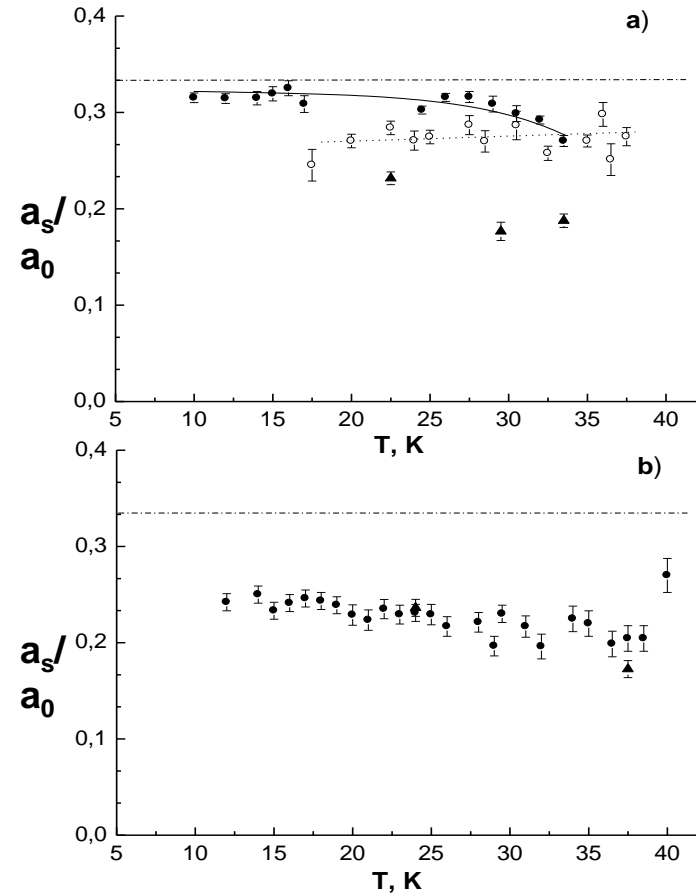
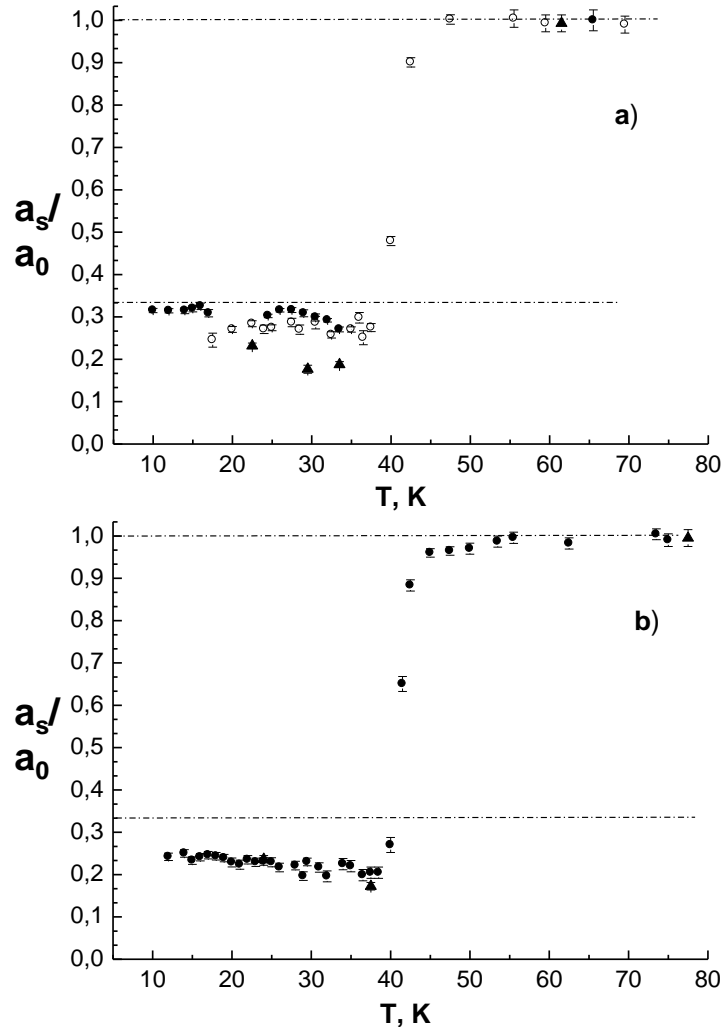
Temperature dependence of dynamic relaxation rate (a – the ceramic sample; b – the sample assembled from small single crystals); the solid circles refer to heating; the open circles refer to cooling; the triangles refer to measurements in the external magnetic field $H = 280$ Oe; the phase transition temperatures are marked by the arrows.

Сообщение ПИЯФ – 2845.

ФТТ, том 55, вып. 3, 2013, стр.422–430.

GdMn₂O₅

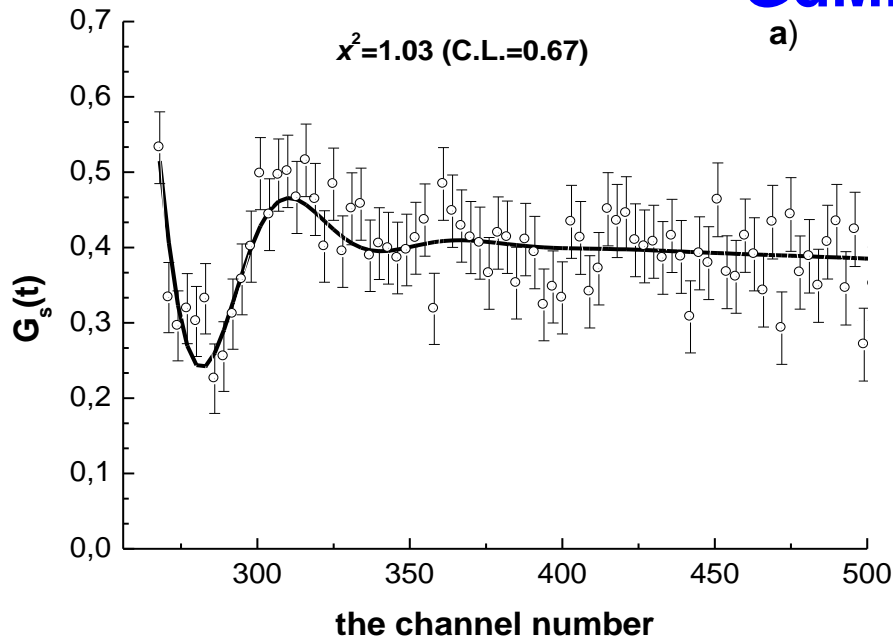
перераспределение зарядовой плотности (25 – 30%)



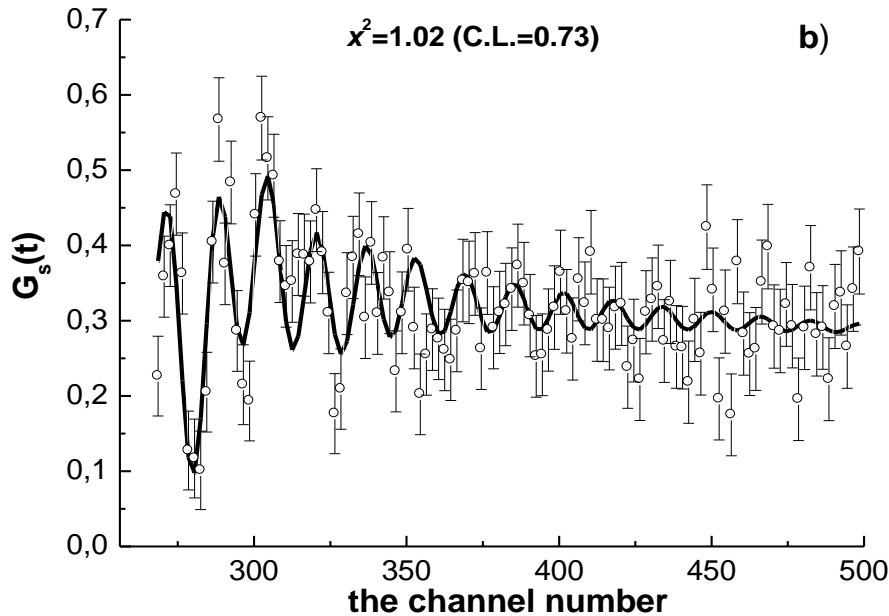
Residual asymmetry a_s normalized to the full asymmetry a_0 as a function of temperature: a – the ceramic sample; b – the sample assembled from small single crystals (the solid circles refer to heating, the open circles refer to cooling); the measurements in the external magnetic field $H = 280$ Oe are marked by the triangles.

Normalized residual asymmetry as a function of temperature; a – the ceramic sample; (the solid circles refer to heating, the open circles refer to cooling); the solid and dotted curves are guides for the eye; b – the sample assembled from single crystals; the measurements in the external magnetic field $H = 280$ Oe are marked by the triangles.

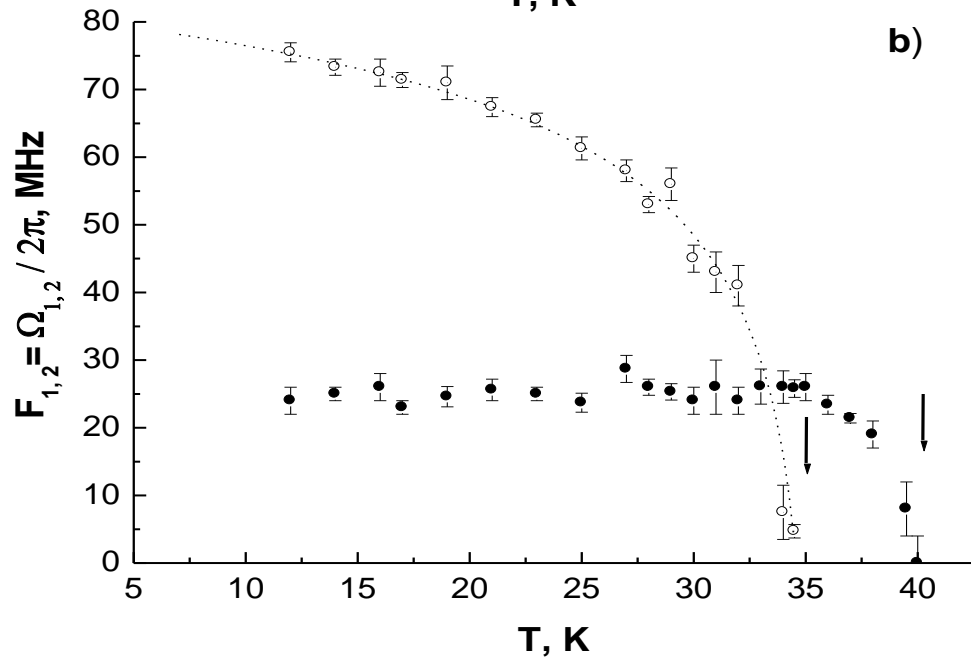
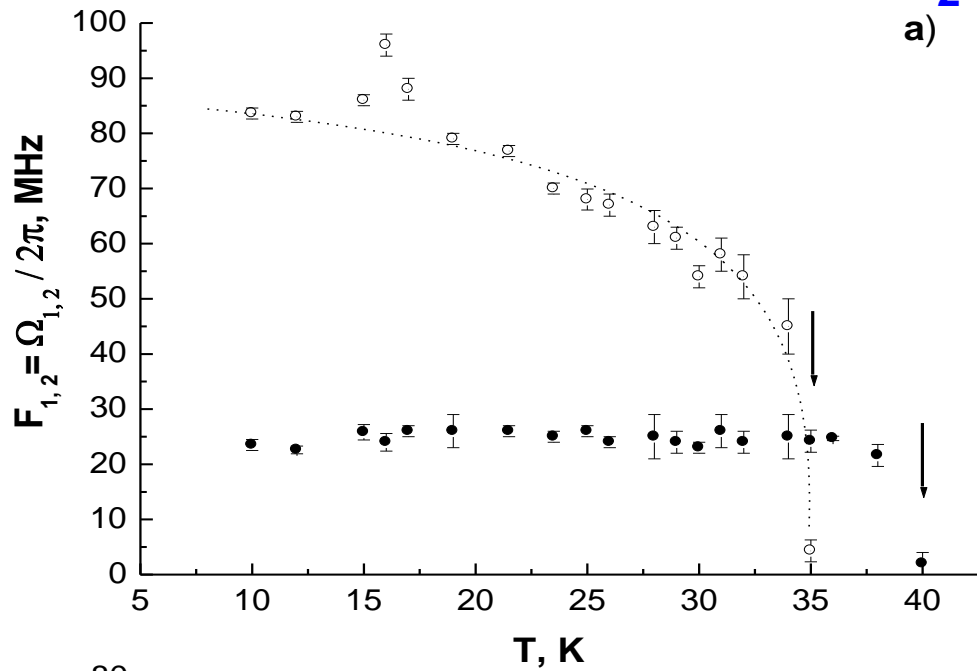
GdMn₂O₅



Relaxation function $G_s(t)$ at $T_L = 35$ K (a) and $T_{C2} = 22$ K (b); the solid curves are the fits taking into account the precession contribution with one (a) or two (b) frequencies; one channel corresponds to 0.8 ns.



GdMn₂O₅



Temperature dependence of precession frequencies of the muon spin in the internal magnetic field (a – the ceramic sample; b – the sample assembled from single crystals); the solid circles refer to the F_1 frequency and the open circles refer to F_2 ; the arrows mark the features corresponding to the phase transition points; the dotted curves are the fits by $F_2 \sim (1 - T/T_L)^\beta$; $T_L = 35$ K; $\beta = 0.39 \pm 0.02$.

Выводы по исследованию GdMn_2O_5

При температуре $T_{N1} = 40\text{--}42$ К образцы испытывают фазовый переход из парамагнитного состояния в состояние с дальним магнитным порядком.

При температуре $\sim 30\text{--}35$ К изменяется характер дальнего магнитного порядка.

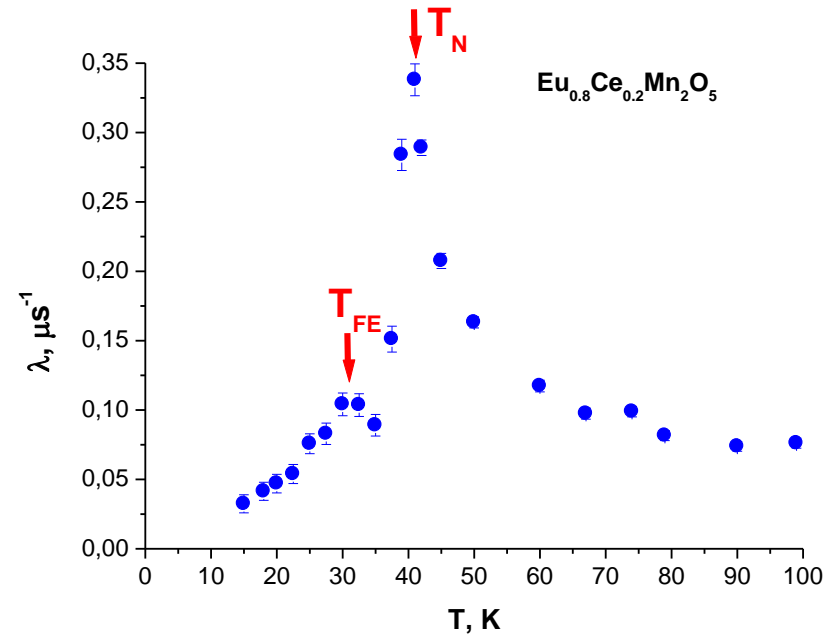
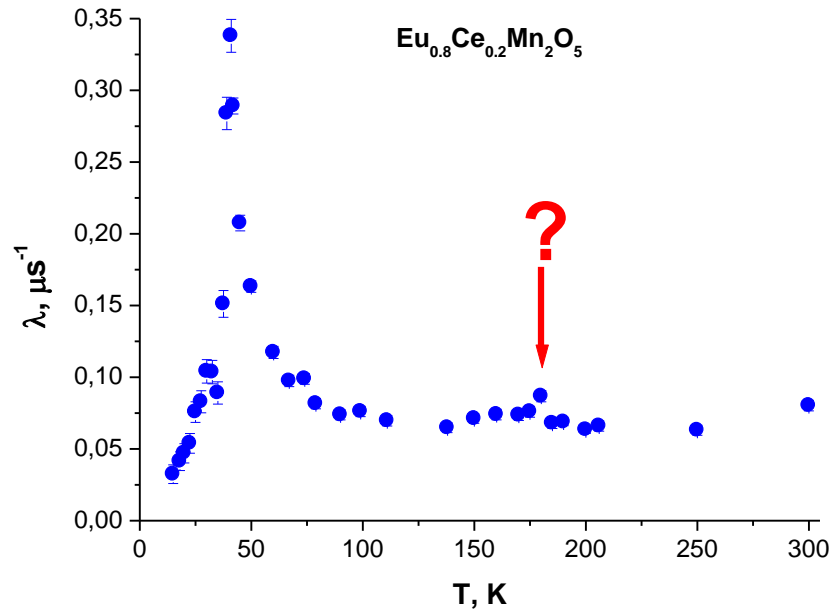
При температуре $T_C = 22$ К происходит структурный фазовый переход, при котором происходит изменение локальных углов связи и расстояний между ионами марганца и кислорода (соответствующих, согласно литературным данным, ферроэлектрическому фазовому переходу).

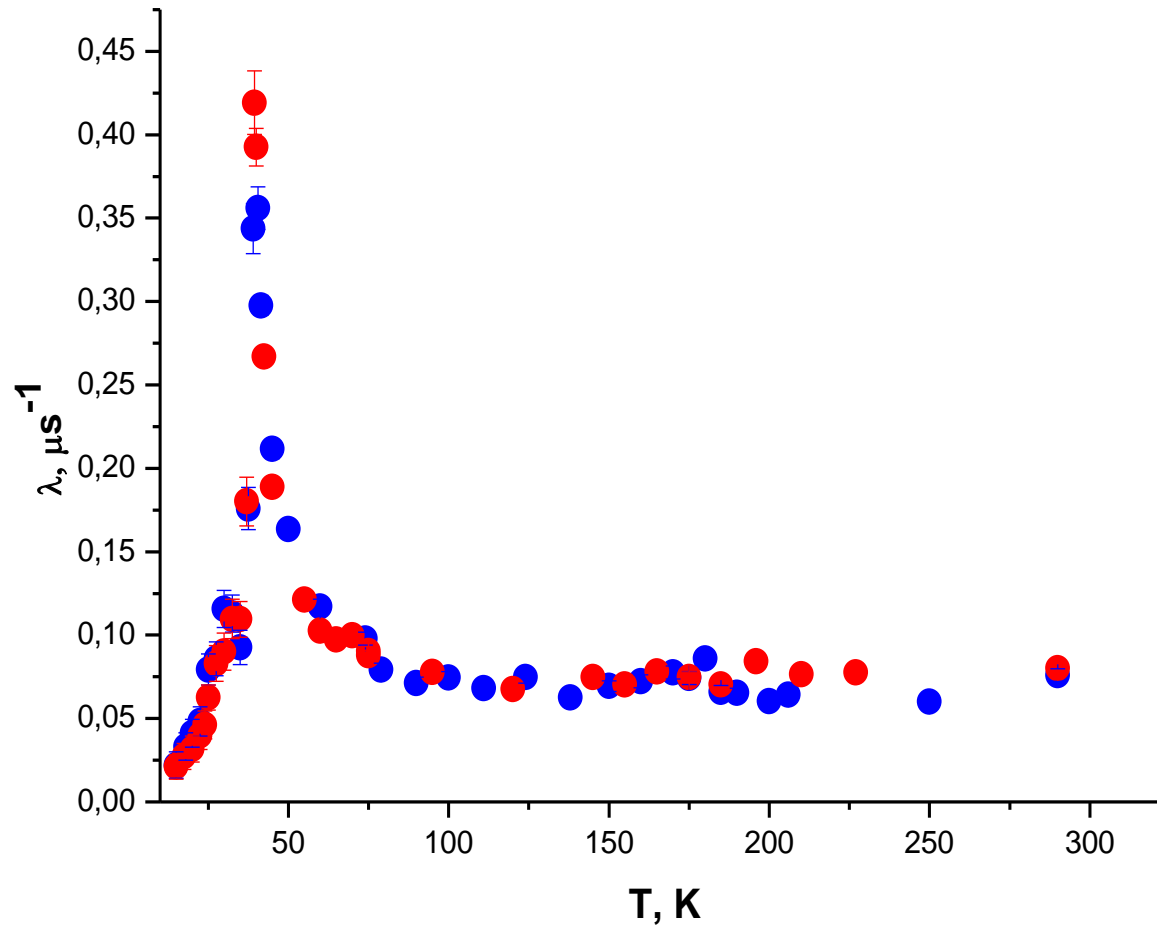
При температуре $T_{N2} = 15$ К возникает магнитное упорядочение ионов Gd^{3+} (FM-типа).

Зависимость от температуры высокой частоты прецессии описывается функцией $F_2 \sim (1 - T/T_{N,C})^\beta$, которая характерна для 3D-магнетиков Гейзенберговского типа, с показателем $\beta = 0,39$. В свою очередь слабая температурная зависимость частоты F_1 определяется изолированными ферромагнитными парами Mn^{4+} и ферромагнитными ионами Gd^{3+} .

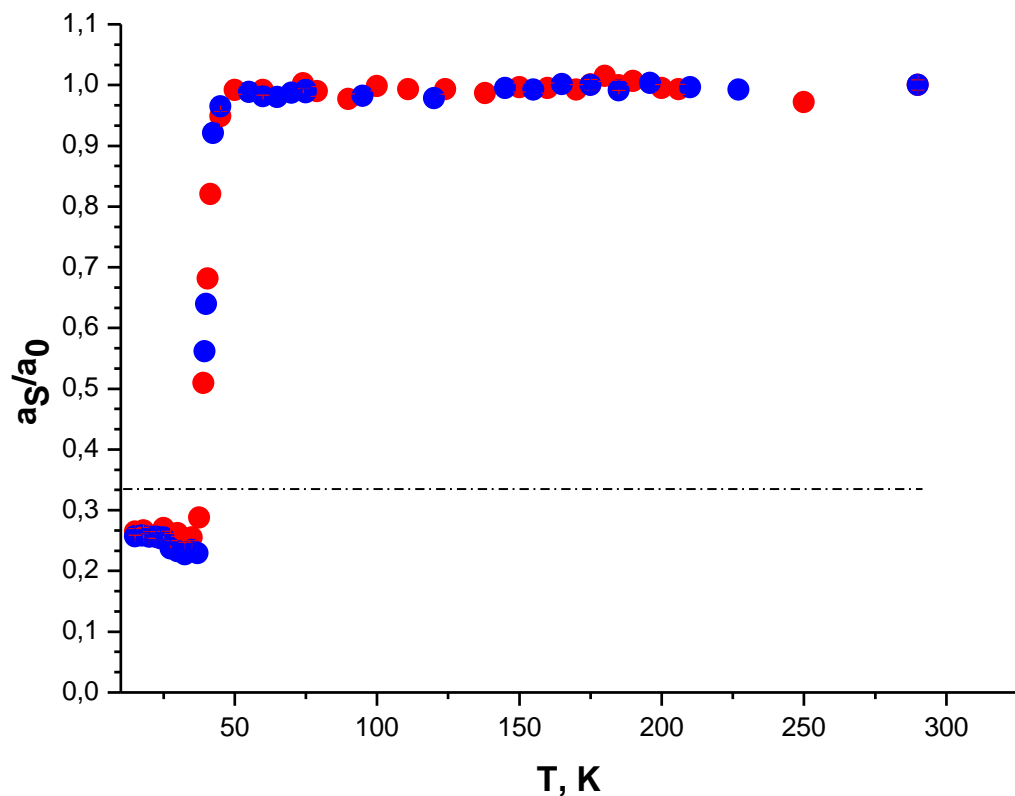
Потеря полной асимметрии ниже температуры установления дальнего магнитного порядка $T_{N1} = 40\text{--}42$ К свидетельствует об образовании мюония. Это указывает на важную роль процессов переноса заряда в формировании дальнего порядка в изученном мультиферроике GdMn_2O_5 .

Керамика $\text{Eu}_{0.8}\text{Ce}_{0.2}\text{Mn}_2\text{O}_5$





Температурная зависимость скорости динамической релаксации λ (красные точки – керамический образец $\text{Eu}_{0.8}\text{Ce}_{0.2}\text{Mn}_2\text{O}_5$; синие точки – керамический образец EuMn_2O_5)



Температурная зависимость остаточной асимметрии a_s , нормированной к полной асимметрии a_0 ; (красные точки – керамический образец $\text{Eu}_{0.8}\text{Ce}_{0.2}\text{Mn}_2\text{O}_5$; синие точки – керамический образец EuMn_2O_5); уровни нормированной асимметрии $a_s/a_0 = 1/3$ ($T < T_{N1}$) и $a_s/a_0 = 1$ ($T > T_{N1}$) отмечены штрих-пунктирными линиями

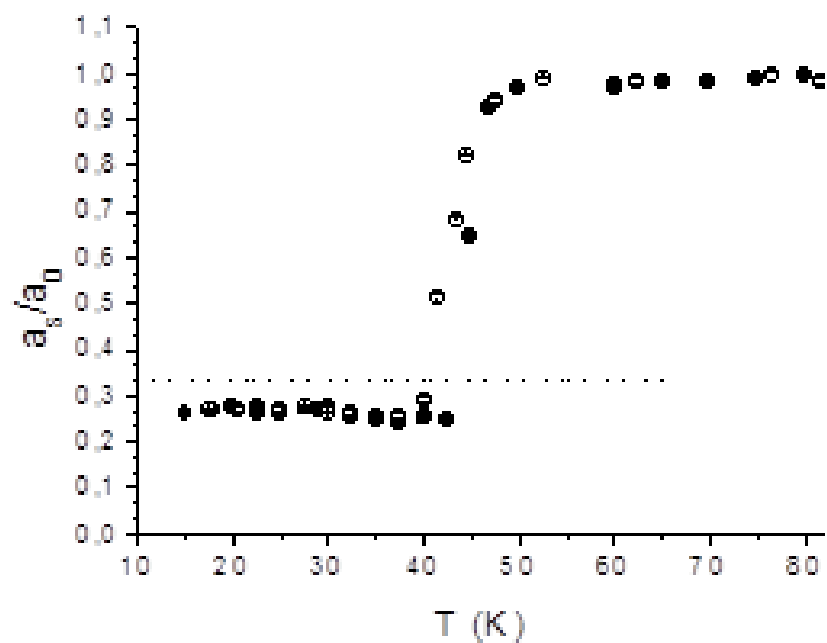


Рис. 1. Температурная зависимость нормированной остаточной асимметрии для образцов **ЕСМО** (светлые точки) и **ЕМО** (тёмные точки) в режиме *RUNI*; пунктирной линией отмечен уровень $a_s/a_0=1/3$.

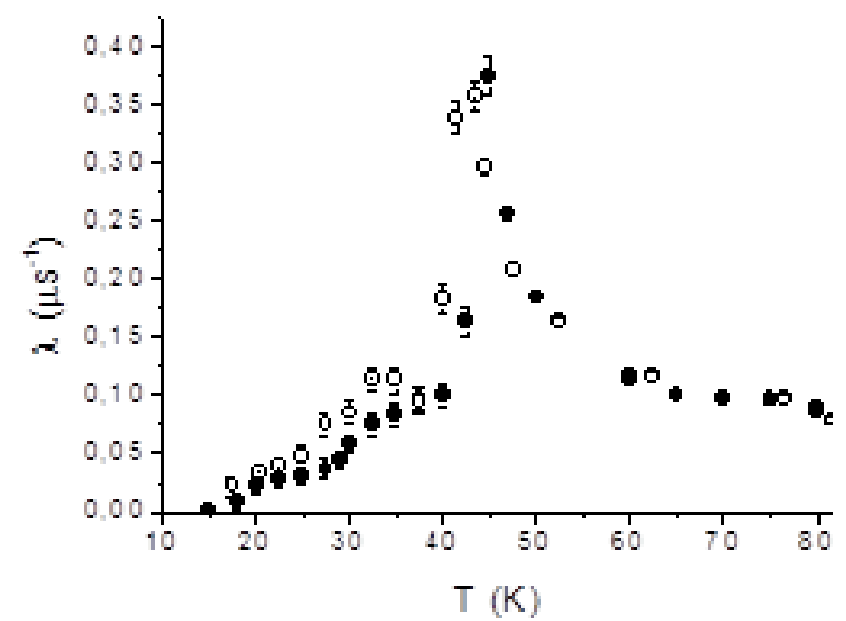


Рис. 2. Температурная зависимость скорости релаксации поляризации мюонов, остановившихся в образцах **ЕСМО** (светлые точки) и **ЕМО** (тёмные точки) в режиме *RUNI*.

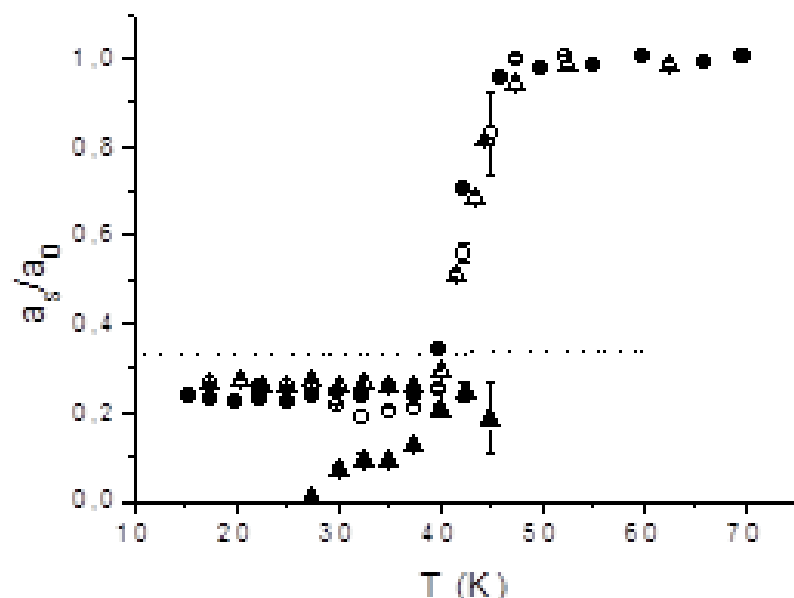


Рис. 5. Температурные зависимости нормированной остаточной асимметрии для образца **ECMO**; *RUN1*-светлые треугольники; *RUN3* - светлые точки; *RUN2*- (светлые точки - медленно релаксирующая компонента, тёмные треугольники - быстро релаксирующая компонента); пунктирной линией отмечен уровень $a_s/a_0=1/3$.

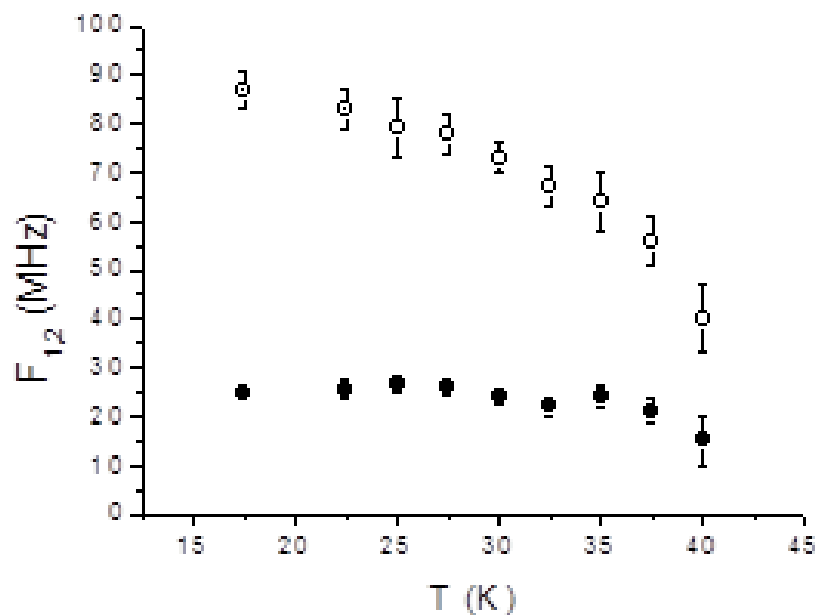
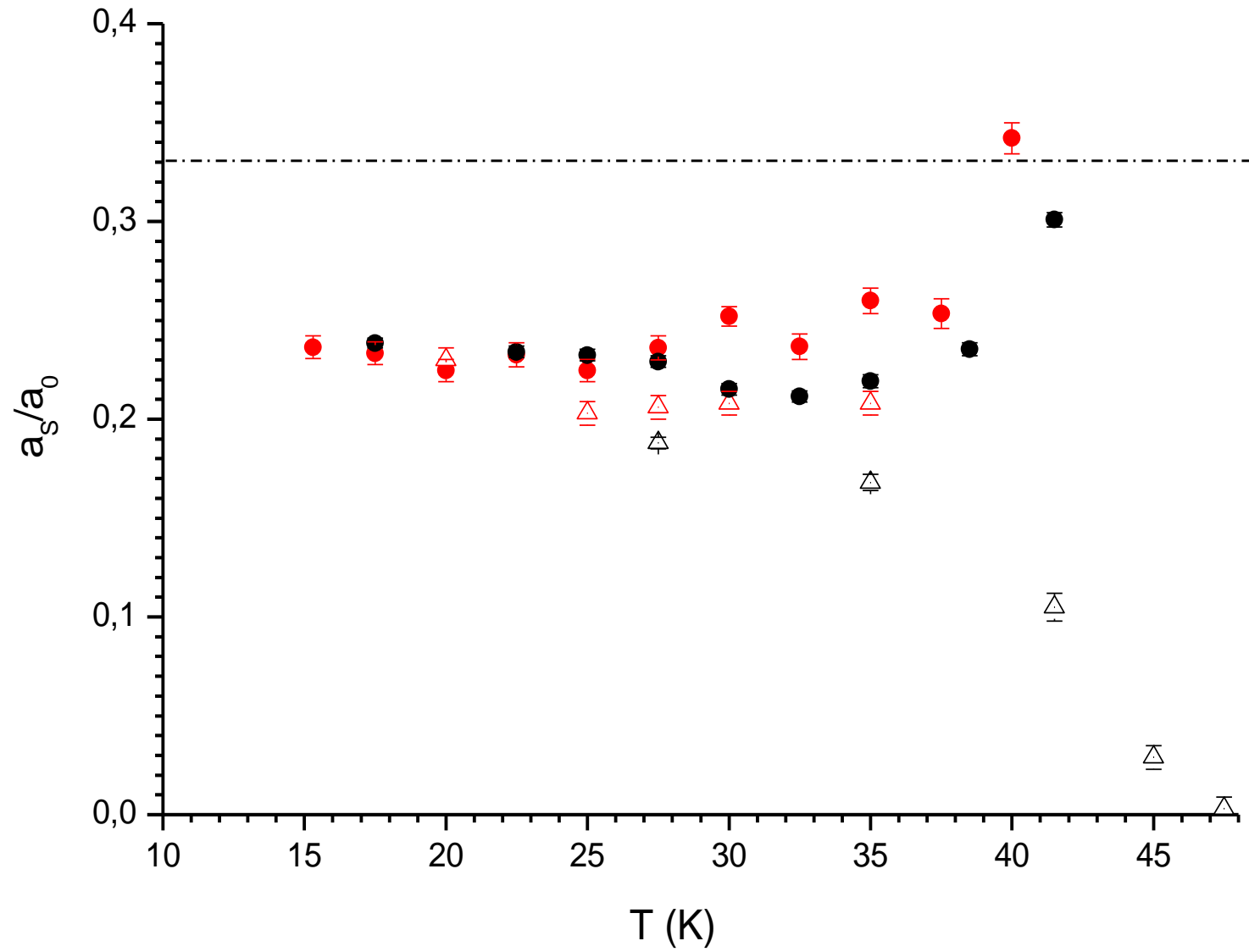


Рис. 6. Температурная зависимость двух наблюдаемых частот прецессии спина мюона для образца **ECMO**, измеренная в режиме *RUN2* (F_1 - тёмные точки, F_2 - светлые точки).

Керамика $\text{Eu}_{0.8}\text{Ce}_{0.2}\text{Mn}_2\text{O}_5$



Выводы.

Проведено сравнительное изучение релаксации поляризации мюонов в керамических образцах ЕСМО и ЕМО.

Обнаружен ряд общих для обоих образцов эффектов, относящихся к общей исходной матрице ЕСМО и ЕМО, а также ряд различий в релаксации поляризации мюонов, обусловленных областями фазового расслоения, содержащих ферромагнитные пары ионов Mn^{3+} и Mn^{4+} и перезаряжающие их электроны.

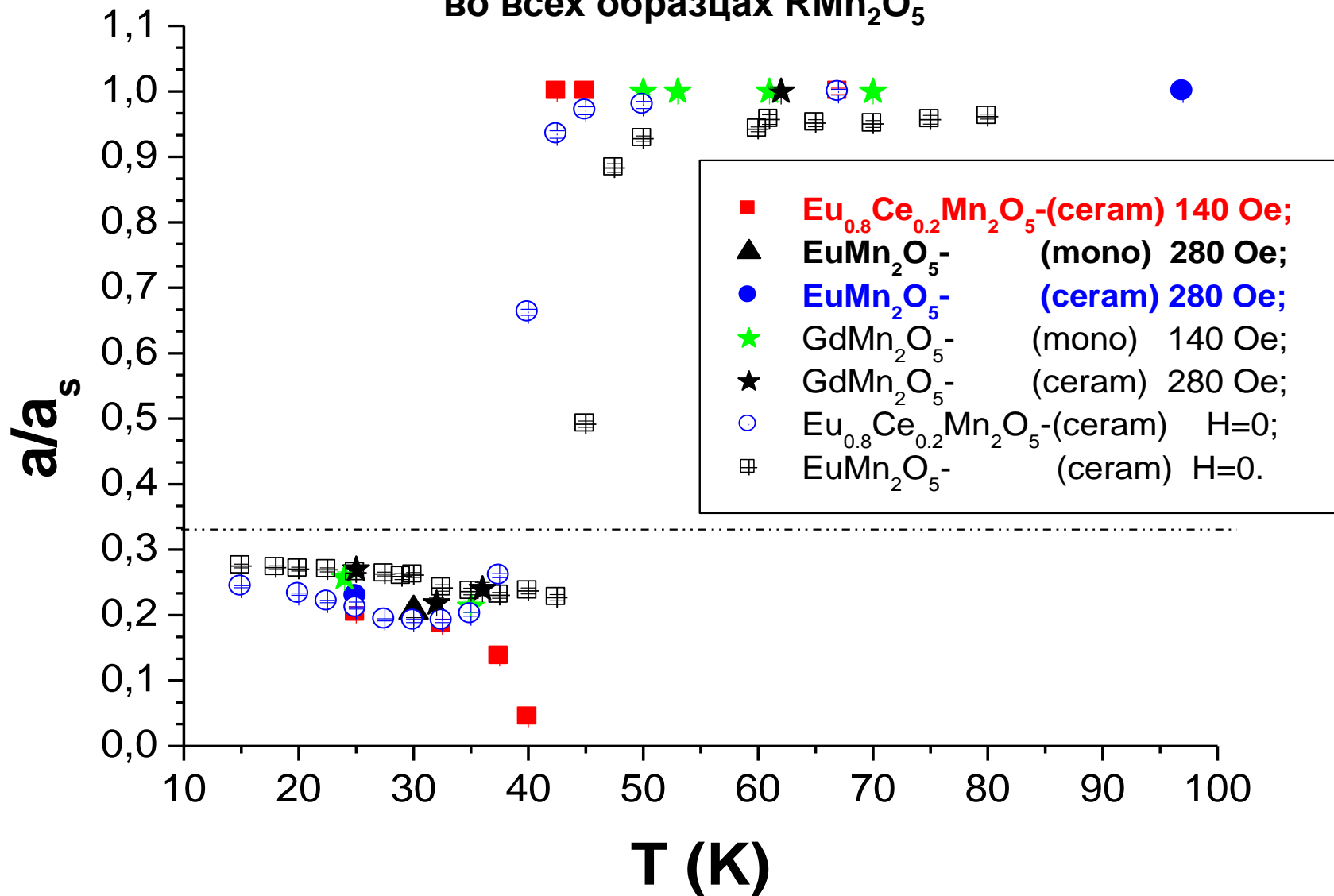
Объем областей фазового расслоения в легированном образце значительно больше чем в исходном. В основной матрице обоих образцов наблюдается максимум релаксации мюонов вблизи магнитного фазового перехода при T_N и ряд более слабых аномалий при температурах более низкотемпературных переходов.

В обоих образцах обнаружены близкие по величине потери поляризации мюонов при температурах ниже T_N . Этот эффект обусловлен образованием ферромагнитных мюонных комплексов $Mn^{4+}-Mn^{4+}+\mu$ в результате двойного обмена между ферромагнитными парами $Mn^{3+}-Mn^{4+}$, расположенными вдоль оси b в основном объеме образцов. Области фазового расслоения существуют при всех температурах и вносят независимый от температуры вклад в релаксацию поляризации мюонов во всей исследованной температурной области вплоть до комнатной температуры.

При $T < 30-35$ К области фазового расслоения представляют собой $1D$ сверхрешетки с чередующимися ферромагнитными диэлектрическими слоями и слоями с $2D$ электронным газом. Эти проводящие слои приводят к значительному усилению релаксации поляризации мюонов в легированных образцах ниже 35 К.

Наблюдаемые особенности и различия в поведении параметров функции релаксации легированного образца в области температур $25\div 40$ К при разных режимах его охлаждения связаны с влиянием скорости охлаждения образца на проводимость областей фазового расслоения. При быстром охлаждении растет проводимость в слоях сверхрешеток при низких температурах, что усиливает релаксацию мюонов.

Перераспределение зарядовой плотности наблюдается
во всех образцах RMn_2O_5



ИССЛЕДОВАНИЕ МАНГАНИТОВ

$TbMnO_3$ И $Tb_{0,95}Bi_{0,05}MnO_3$

μ SR-МЕТОДОМ

Исследованы два однофазных керамических образца: $TbMnO_3$ и допированный $Tb_{0,95}Bi_{0,05}MnO_3$. Обнаружено, что температуры перехода в магнитоупорядоченное состояние у них одинаковы ($\sim 40K$). В обоих образцах наблюдается значительный рост скорости релаксации поляризации (λ). В области температур 15-40K в обоих образцах наблюдается потеря поляризации: в образце $Tb_{0,95}Bi_{0,05}MnO_3$ – 50%, а в образце $TbMnO_3$ – 100%.

Есть намерение продолжить исследование образца $Tb_{0,95}Bi_{0,05}MnO_3$ μ SR-методом.

Образец TbMnO₃ – однофазовая керамика, был изготовлен в МИСиСе. В сравнении с допированным Tb_{0,95}Bi_{0,05}MnO₃ (приготовлен в ФТИ, Санкт-Петербург), видно, что температуры перехода в магнитоупорядоченное состояние у них одинаковые, но в отличие от допированного полностью теряем поляризацию мюонов за время меньше 10 нс (8 нс это наше аппаратное ограничение).

В области температуры фазового перехода ~ 40 К в допированном Tb_{0,95}Bi_{0,05}MnO₃ скорость деполяризации λ на порядок больше, чем в других манганитах, исследованных нами, а в недопированном TbMnO₃ λ ещё в 2 раза больше, т.е. на пределе возможностей нашей μ SR-установки.

При понижении температуры $T = 15 - 40$ К в TbMnO₃ полностью теряется поляризация, т.е. вместо $1/3a_0$ наблюдаем почти 0, поэтому ошибки в λ составляют ∞ . В допированном Tb_{0,95}Bi_{0,05}MnO₃ ниже 40 К наблюдаем только половину поляризации.

О формуле обработки:

$N(t) = N_0 e^{-t/\tau} [1 + (a_0 + a_\phi) \cos(\Omega t) e^{-\lambda t}]$ при высоких температурах (парамагнитная область) при $H_\perp \neq 0$.

$a_\pi = a_0 + a_\phi$ – суммарный вклад в асимметрию от образца и фона;

a_0 – асимметрия (вклад в асимметрию) от образца;

a_ϕ - вклад в асимметрию от фоновых источников.

При температуре упорядоченного состояния ($T < T_N$):

$N(t) = N_0 e^{-t/\tau} [1 + a_\phi \cos(\Omega t) e^{-\lambda t}]$ при $H_\perp \neq 0$ находим параметры a_ϕ и λ_ϕ .

Зная a_π (из измерения во внешнем магнитном поле в парамагнитной области) и a_ϕ (из измерения во внешнем магнитном поле при низких температурах) находим $a_0 = a_\pi - a_\phi$.

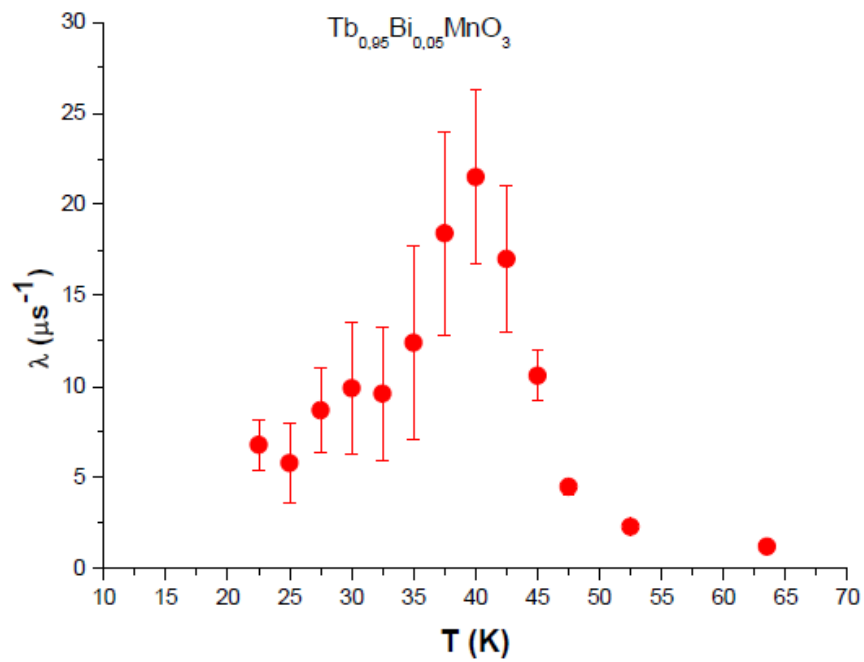
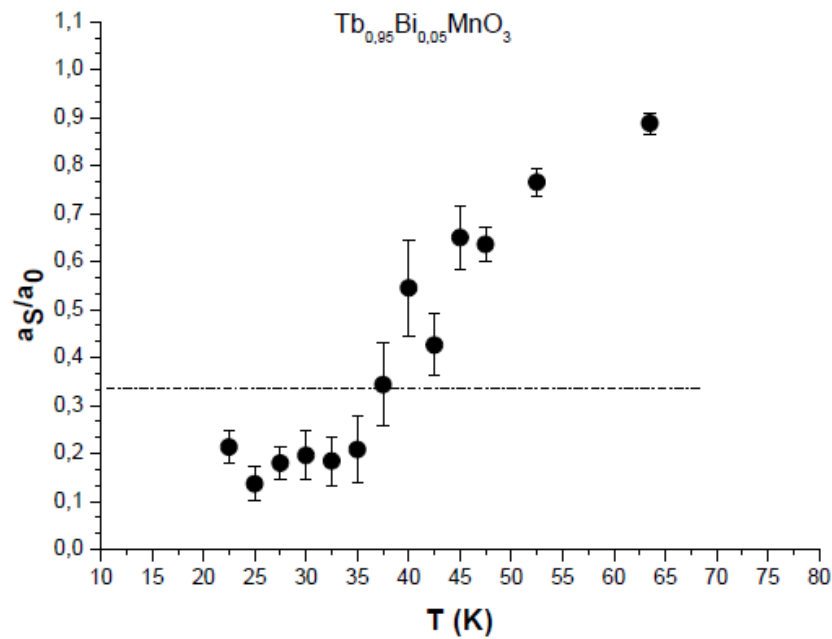
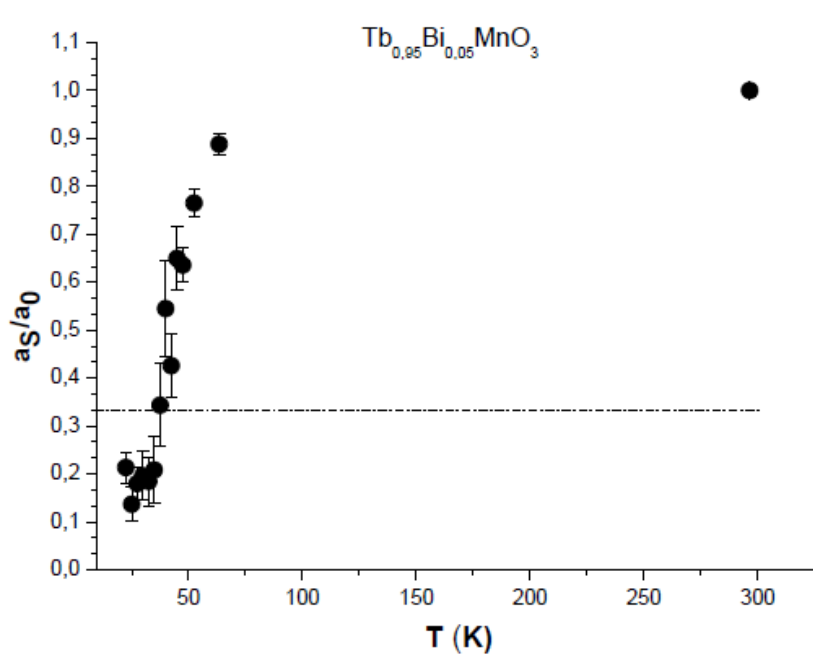
При нулевом внешнем магнитном поле обработку спектров выполняем по формуле:

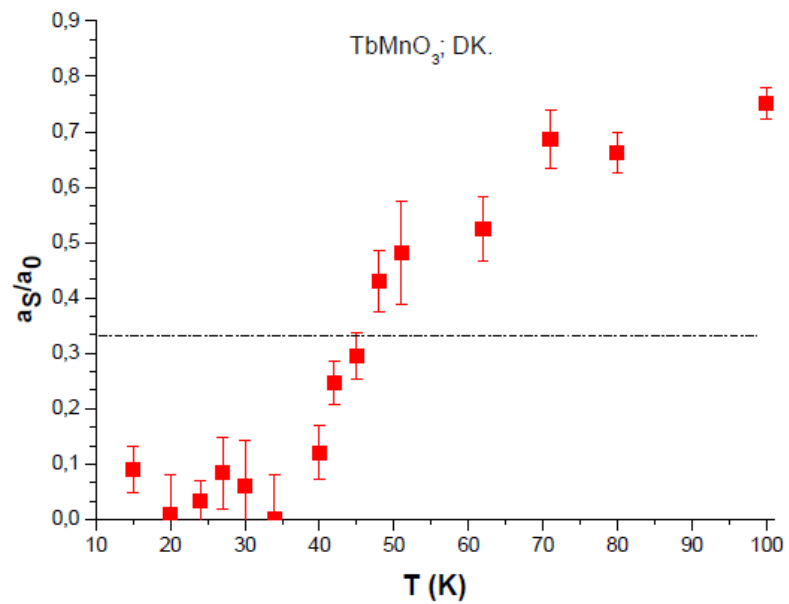
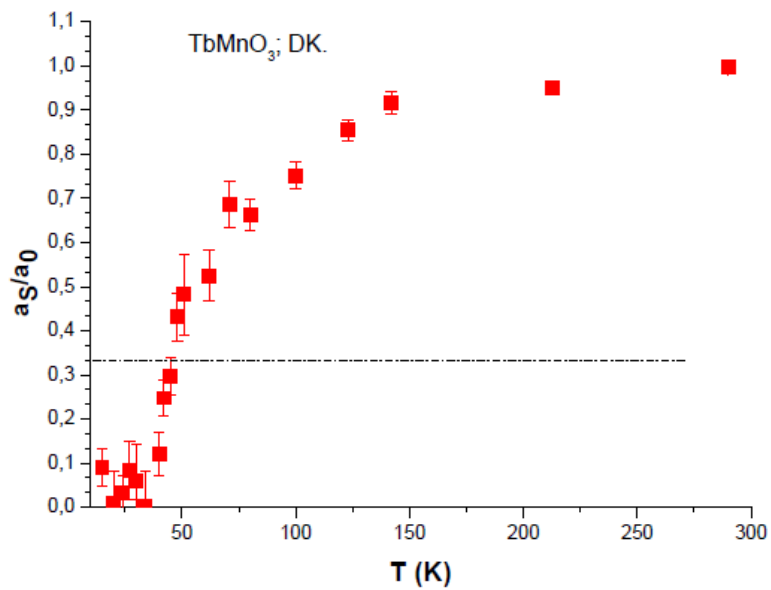
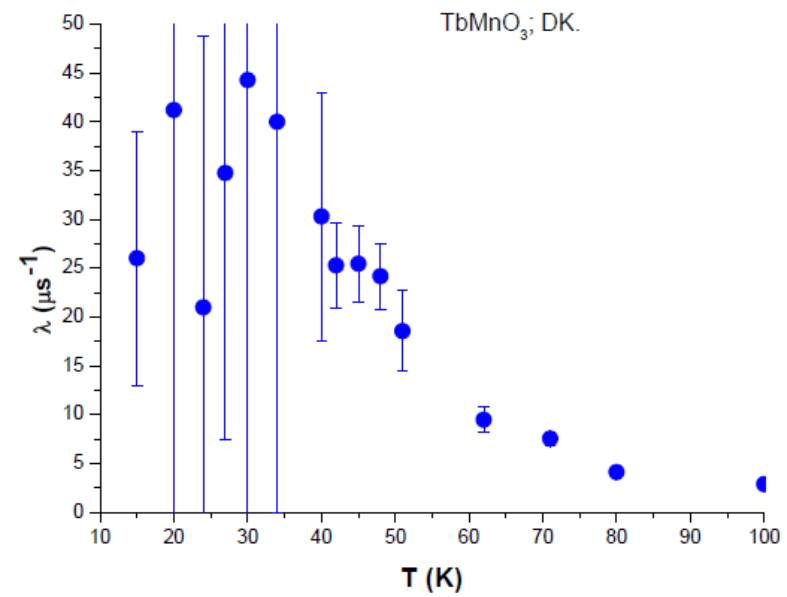
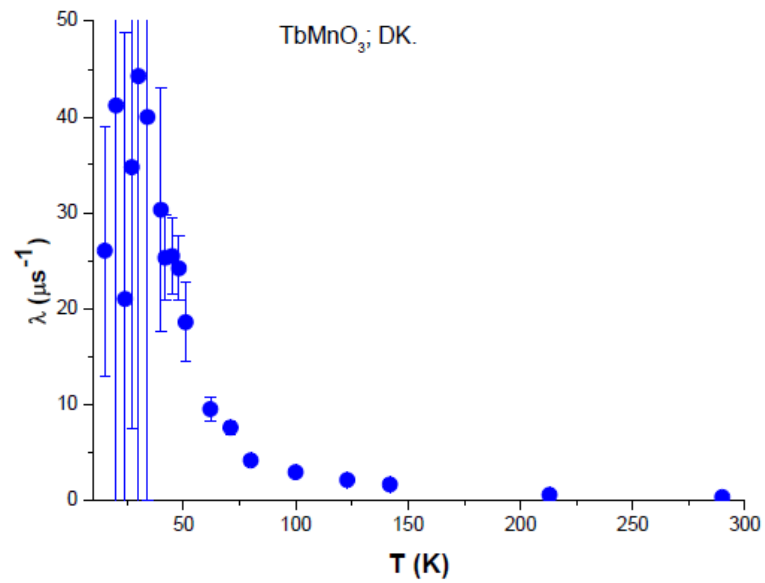
$N(t) = N_0 e^{-t/\tau} [1 + a_s G(t) e^{-\lambda t} + a_\phi e^{-\lambda_\phi t}]$, параметры a_ϕ и λ_ϕ нам известны, $G(t)$ – функция релаксации, для случая изотропного распределения внутренних магнитных полей:

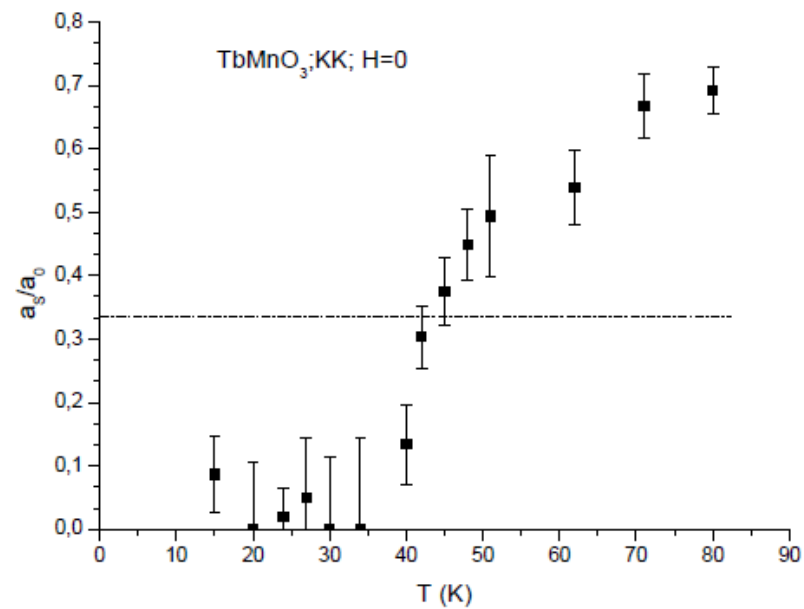
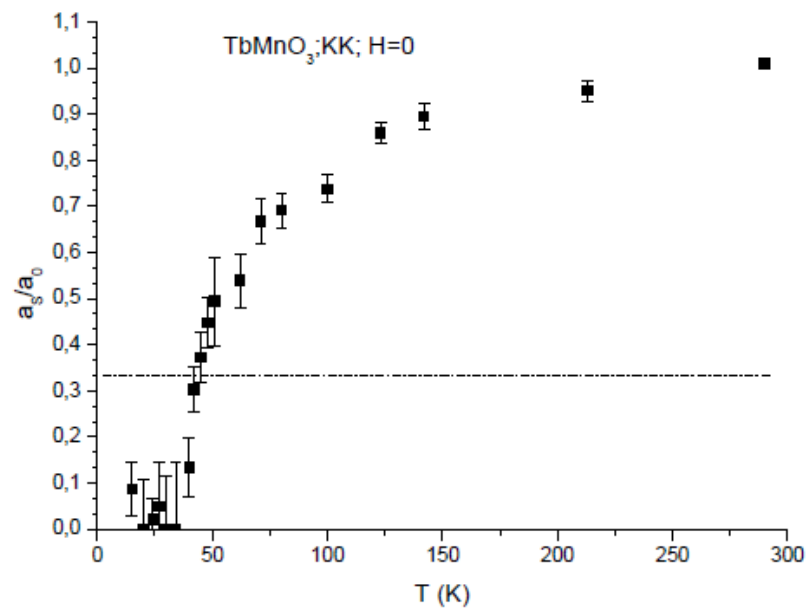
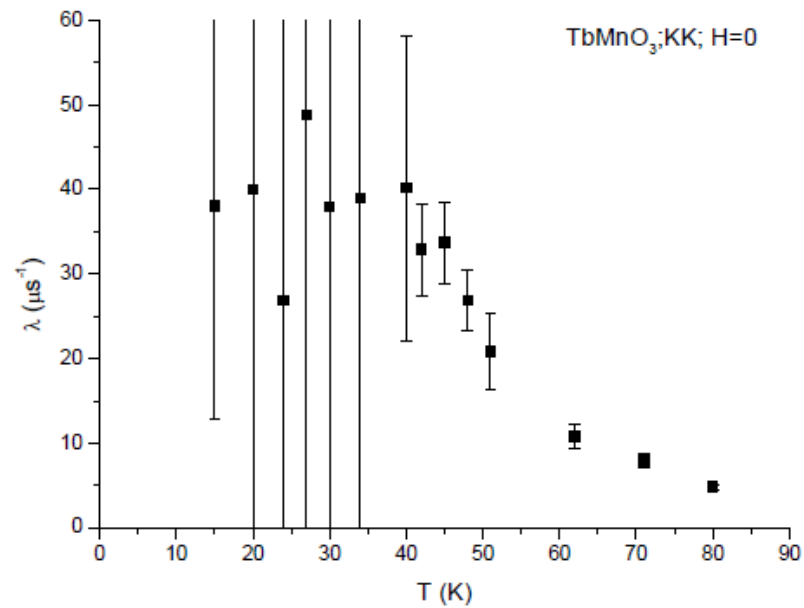
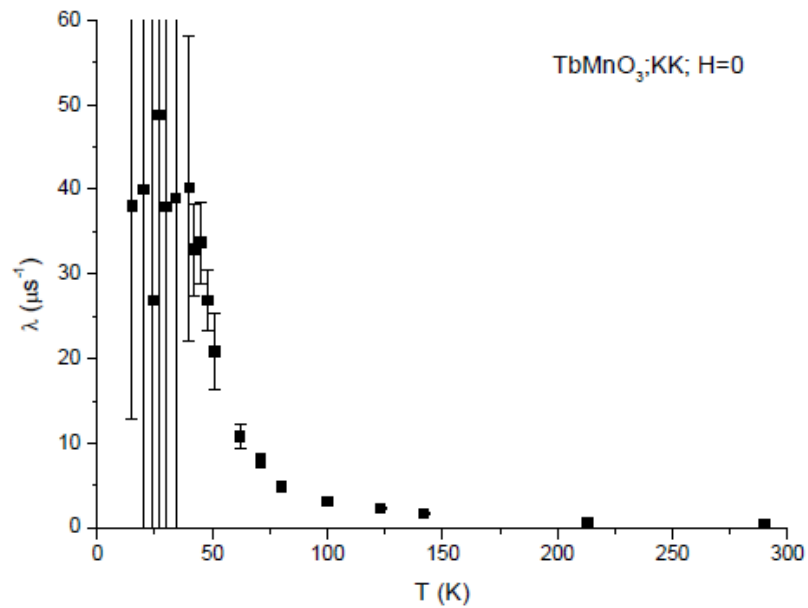
$$G(t) = 1/3 + 2/3 e^{-\Delta t} \cos(2\pi Ft).$$

В парамагнитной области: $G(t) = 1$,

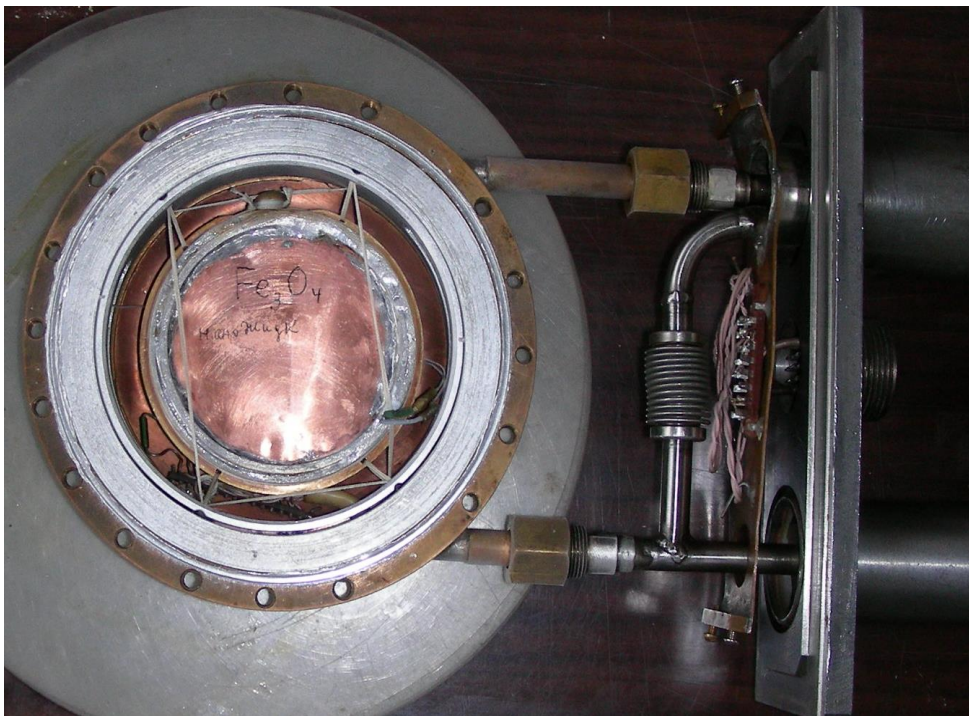
В упорядоченной области (AFM (FM)) при $\Delta t \gg 1$: $G(t) = 1/3$.







Исследование магнитных жидкостей



μ SR-методом изучены феррожидкости на основе Fe_3O_4 (4,7%) в D_2O и CoFe_2O_4 (3% и 4,7%) в H_2O

**М. Балашою^{1,3}, С.Г. Барсов², Д. Бика⁴, Л. Векас⁴, С.И. Воробьев²,
А.Л. Геталов², К.И. Грицай¹, В.Н. Дугинов¹, Е.Н. Комаров²,
С.А. Котов², Т.Н. Мамедов¹, К. Петреску⁵, Г.В. Щербаков²**

¹ Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Московская обл., Россия,

² Петербургский институт ядерной физики, Гатчина, Ленинградская обл., Россия

³ Horia Hulubei National Institute of Physics and Nuclear Engineering, Bucharest, Romania

⁴ Center for Fundamental and Advanced Technical Research, Timisoara, Romania

⁵ R&D Institute for Electrotechnics, Bucharest, Romania

- **Исследуемая феррожидкость $\text{Fe}_3\text{O}_4/2\text{DBS}/\text{D}_2\text{O}$ представляла собой суспензию нанодисперсного магнетита Fe_3O_4 в тяжелой воде D_2O , стабилизированного ПАВ – додецилбензолсульфанатовой кислотой 2DBS. Магнитные частицы вместе с окружающей их стабилизирующей кислотой имели средний диаметр $d = 118,9 \text{ \AA}$ со стандартным отклонением $\sigma = 6,7 \text{ \AA}$. Объемная концентрация магнитных частиц составляла 4,7%. Магнитное ядро из Fe_3O_4 имело средний диаметр 70 \AA . В 1 мл феррожидкости- 0,244 г магнетита, а на 1 г Fe_3O_4 приходится 0,3 г ПАВ. Феррожидкость находилась в кювете из меди с суммарной толщиной стенок 100 мкм. Количество исследуемого вещества в направлении пучка составляло около $1,2 \text{ г/см}^2$**
- **Другие два образца феррожидкости $\text{CoFe}_2\text{O}_4/\text{LA}/\text{DDS-Na}/\text{H}_2\text{O}$ представляли собой суспензии нанодисперсного феррита кобальта CoFe_2O_4 в бидистиллированной воде H_2O , стабилизированные двумя слоями ПАВ (диэтилдитиокарбомат натрия (DDS-Na) и лоуриновая кислота(LA)). Объемная концентрация магнитных частиц составляла 3% и 4,7%. Средний диаметр 85 \AA . При концентрации 3% в 1 мл феррожидкости содержалось 0,17г феррита кобальта, а на 1г CoFe_2O_4 приходилось 0.25г ПАВ.**

$$N(t) = N(0) \cdot \exp(-t/\tau_\mu) \cdot [1 + G_\mu(t) + G_{Mu}(t) + G_B(t)] + B, \quad (1)$$

где $N(0)$ – нормирующий множитель, τ_μ – время жизни мюона (2,2 мкс), B – фон случайных совпадений, $G_\mu(t)$, $G_{Mu}(t)$ и $G_B(t)$ – функции, описывающие мюонный (диамагнитный), мюониевый и фоновый прецессионные сигналы соответственно.

Функции $G_\mu(t)$ и $G_{Mu}(t)$ при анализе экспериментальных данных принимались в виде

$$G_{\mu,Mu}(t) = a_{\mu,Mu} \cdot \exp(-\lambda_{\mu,Mu} \cdot t) \cdot \cos(2 \cdot \pi \cdot F_{\mu,Mu} \cdot t + \phi_{\mu,Mu}), \quad (2)$$

где $a_{\mu,Mu}$, $\lambda_{\mu,Mu}$, $F_{\mu,Mu}$ и $\phi_{\mu,Mu}$ представляют коэффициенты асимметрии углового распределения позитронов при распаде поляризованных мюонов, скорости релаксации поляризации, частоты и фазы ларморовской прецессии мюона или мюония соответственно.

Экспериментальные данные по феррожидкости приводятся в сравнении с аналогичными данными для воды и тяжелой воды, которая в образце $Fe_3O_4/2DBS/D_2O$ занимает ~ **95%** его объема.

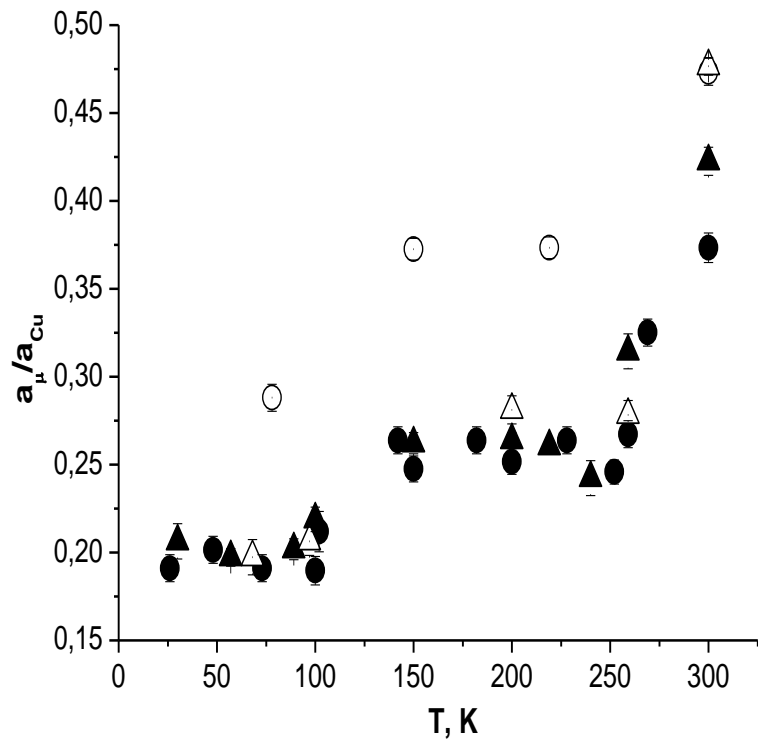


Рис. 1. Зависимость доли асимметрии мюонной компоненты от температуры в образцах D_2O (светлые значки) и $Fe_3O_4/2DBS/D_2O$ (темные значки) во магнитных полях 280 Гс (круглые точки) и 8 Гс (треугольники)

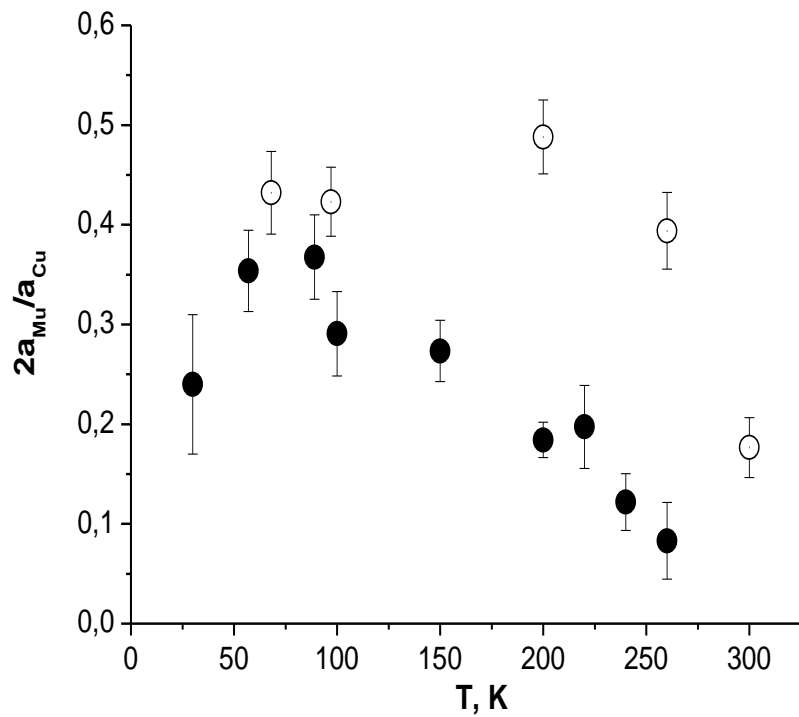


Рис. 2. Зависимость доли асимметрии мюониевой компоненты от температуры в образцах D_2O (светлые значки) и $Fe_3O_4/2DBS/D_2O$ (темные значки) в слабом поперечном магнитном поле 8 Гс

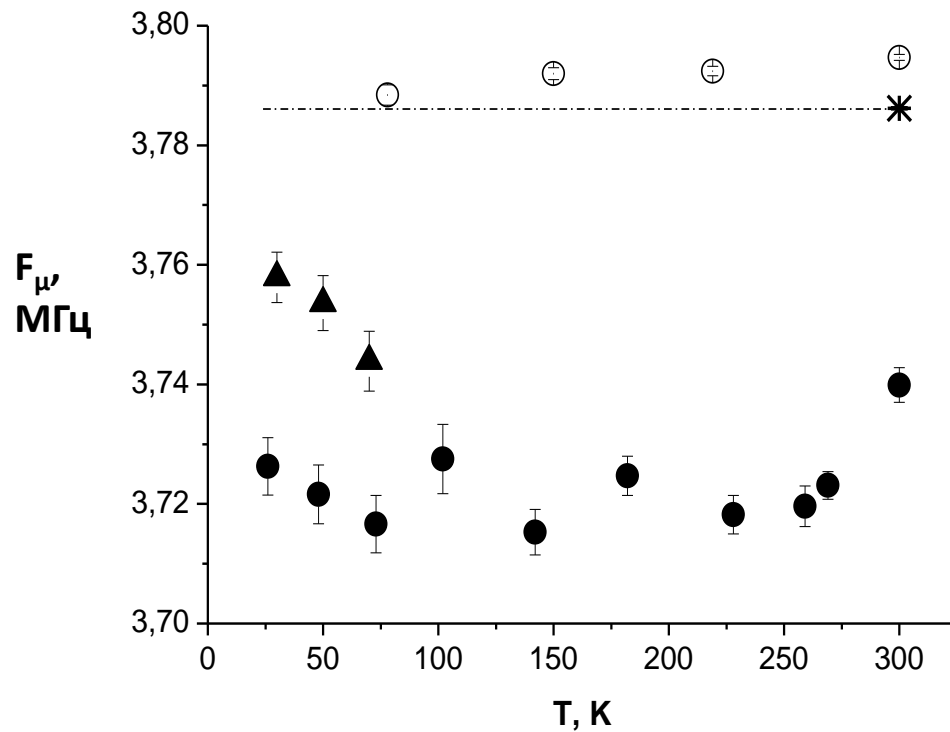


Рис. 3. Зависимость частоты прецессии спина мюона от температуры образцов D_2O (светлые значки) и $Fe_3O_4/2DBS/D_2O$ (темные значки) в магнитном поле 280 Гс FC-измерения. Треугольниками показаны результаты ZFC-измерений. Звездочкой показана частота мюонной прецессии в медном образце.

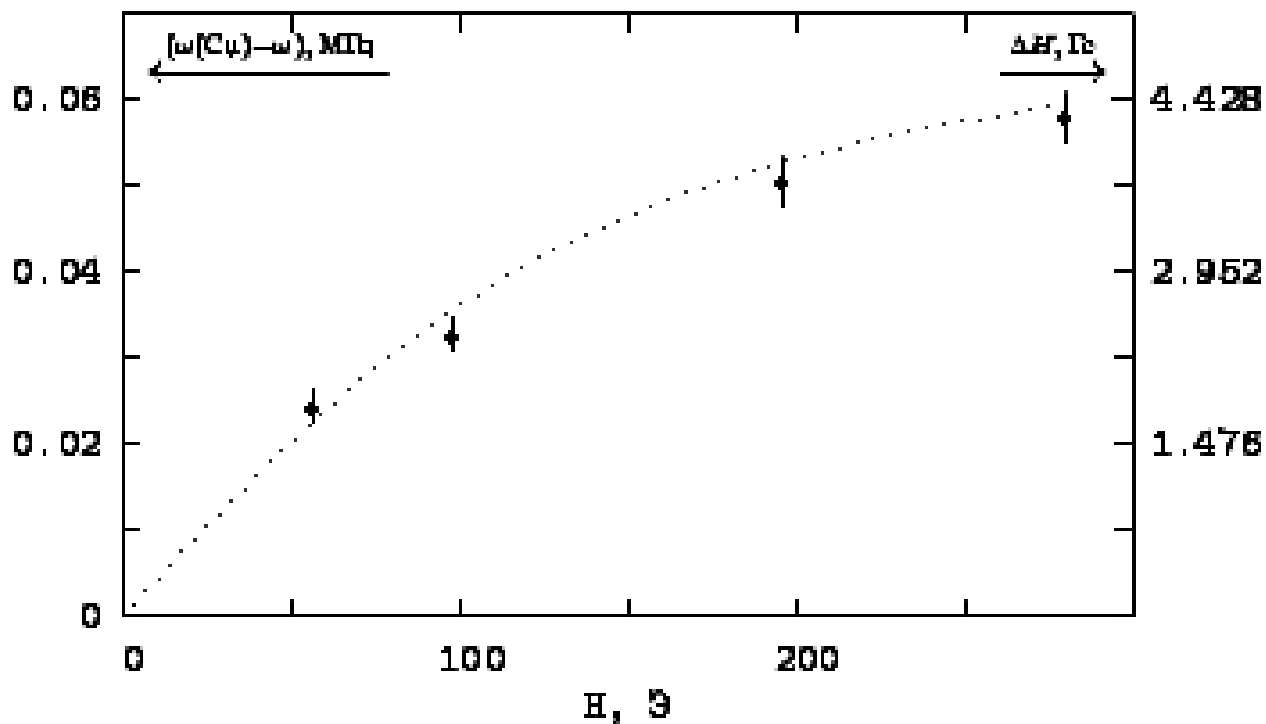


Рис. 4. Зависимость сдвига частоты прецессии спина мюона от величины внешнего магнитного поля при $T=200$ К. Аппроксимация функцией Ланжевена: $M=n \cdot m (\text{cth } \chi - 1/\chi)$, где n -число наночастиц в единице объема; m - магнитный момент наночастицы; $\chi = \mu^0 \cdot m \cdot H / (kT) = 2.13 \cdot 10^{-4} H$, $m = 4.68 \cdot 10^{-19}$ Дж/Тл $\approx 5 \cdot 10^4 \mu^B$, т.к. m (молекулы Fe_3O_4) $= 4.1 \mu^B$. $\sim 1.2 \cdot 10^4$ молекул в 1 наночастице и диаметр её ~ 12 нм.

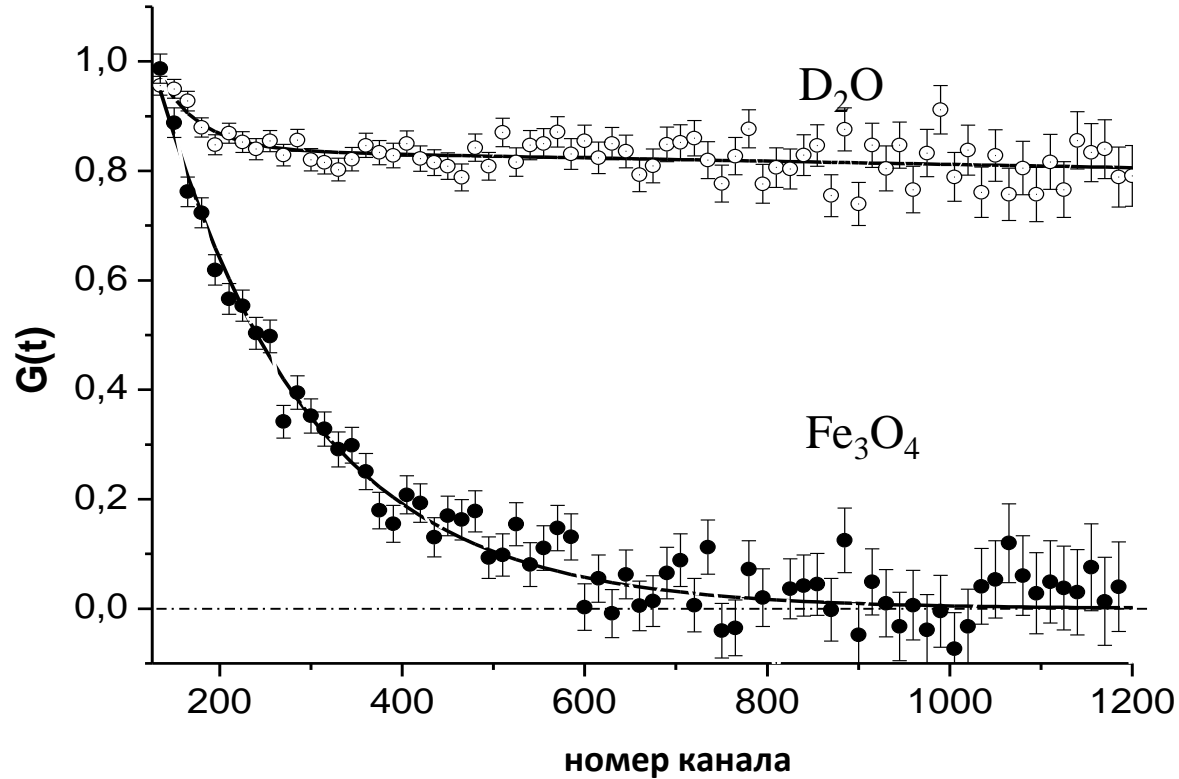
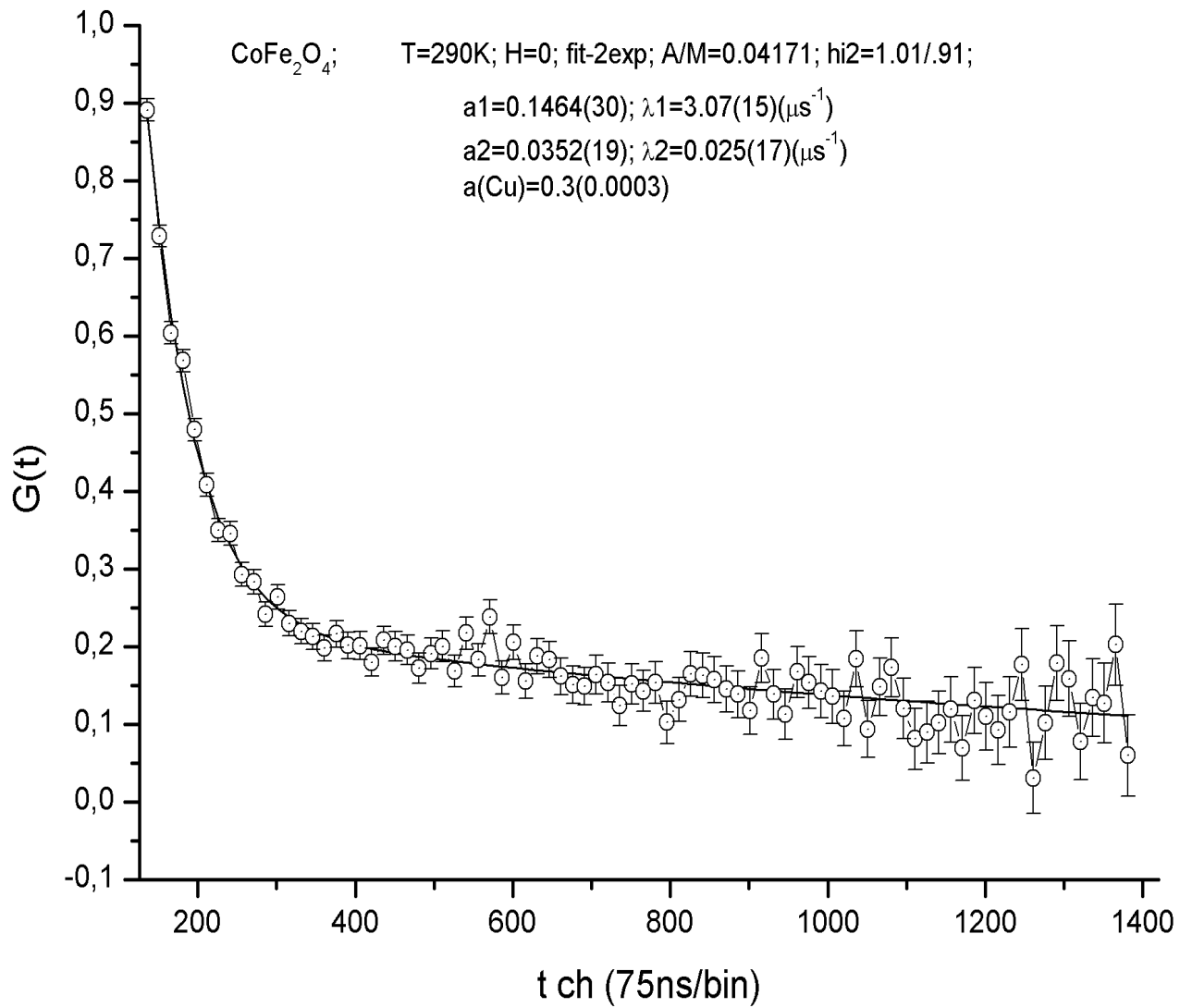
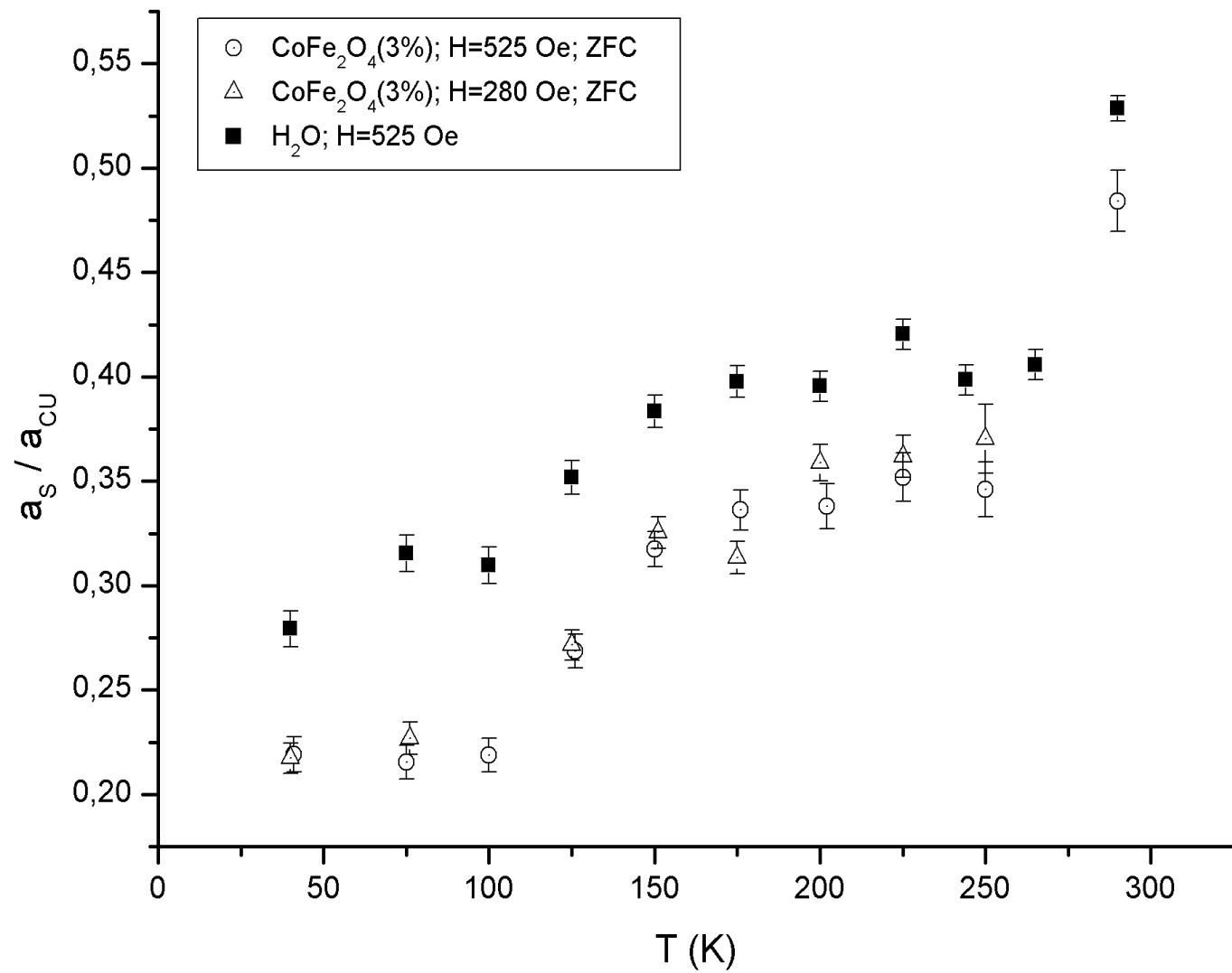


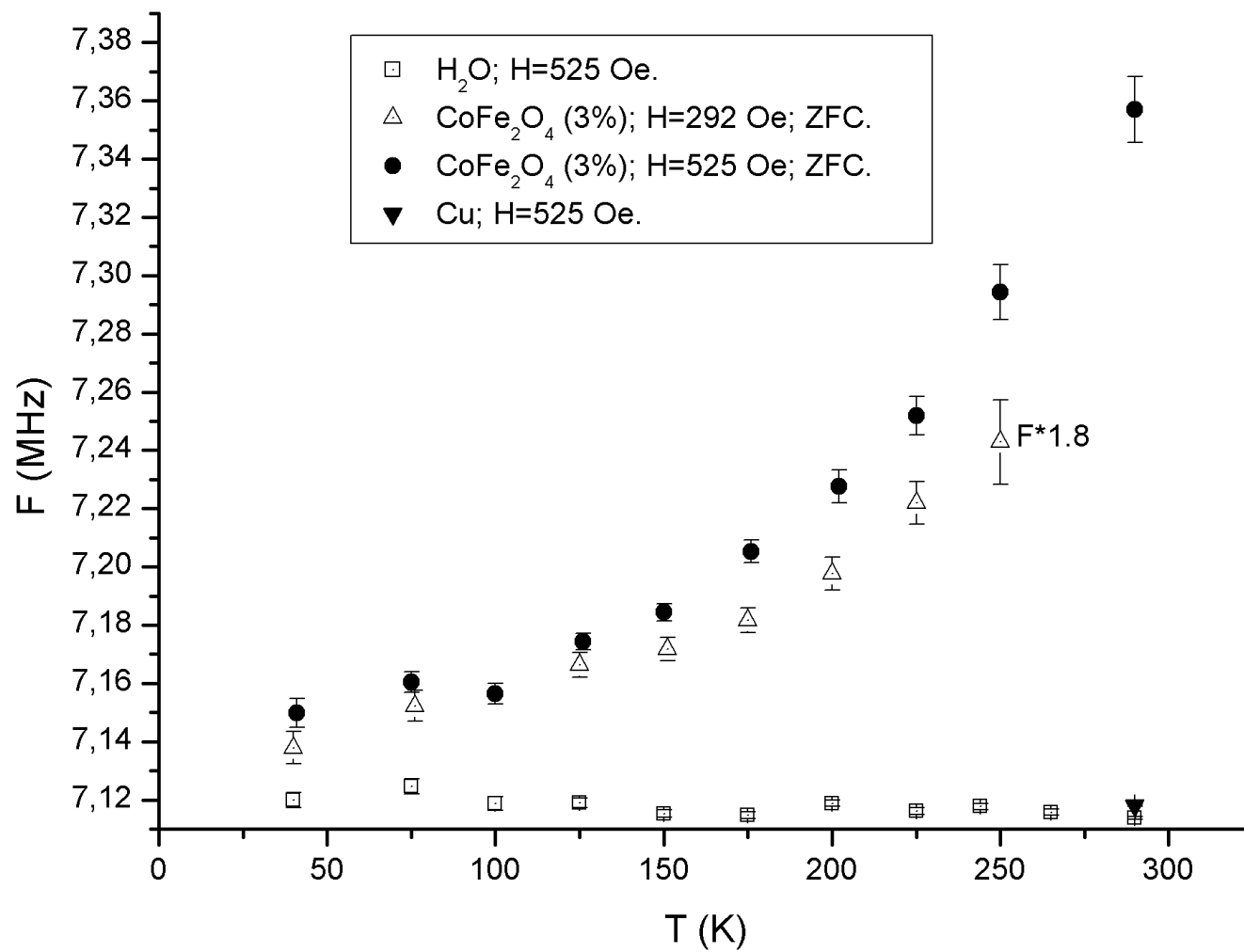
Рис. 5. Функции релаксации поляризации мюонов, остановившихся в образцах D_2O (светлые значки) и феррожидкости Fe_3O_4 (черные точки) при температуре 300 К в нулевом внешнем магнитном поле; 1 канал = 4,9 нс;

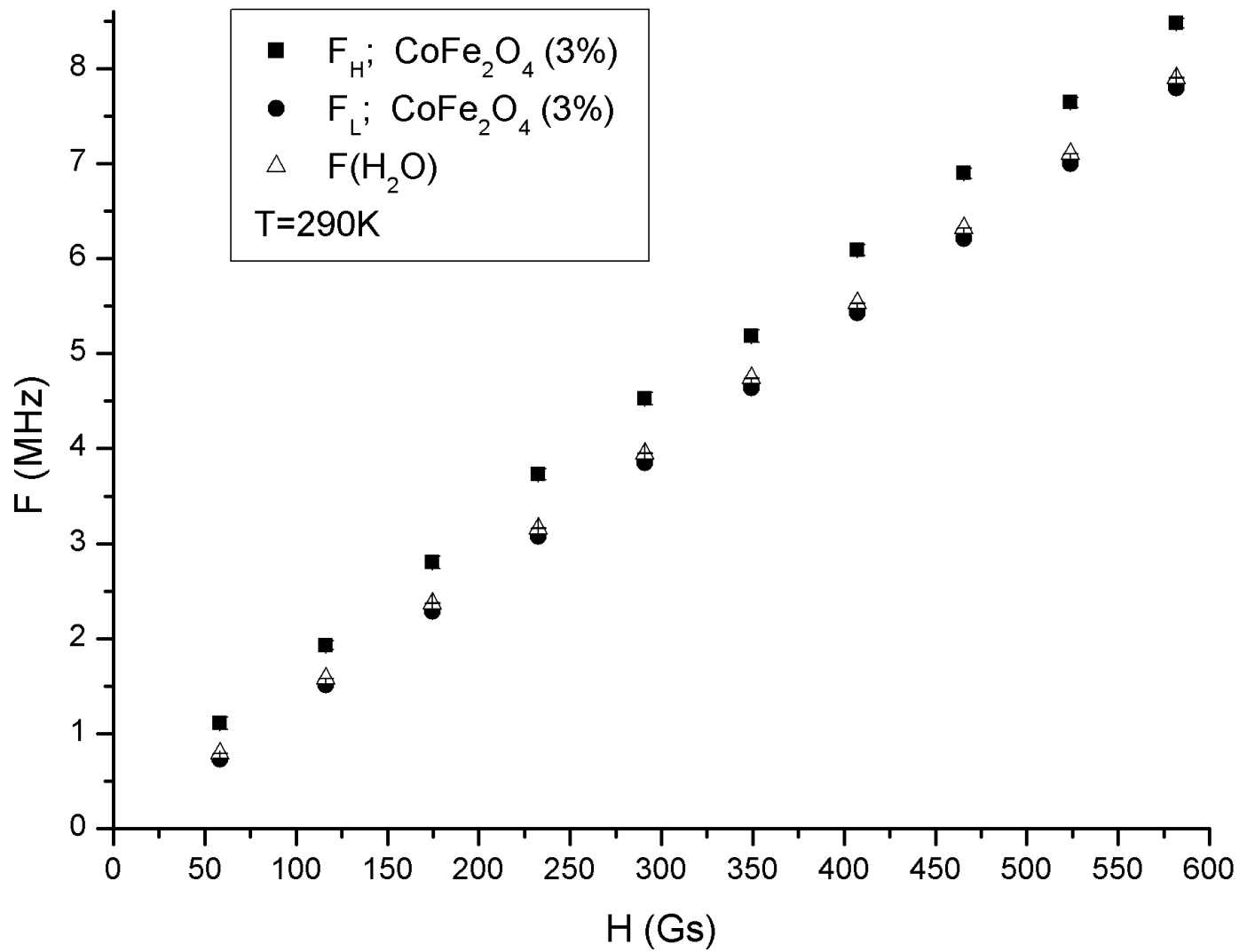
$$a_1 = 0,030 \pm 0,004; \quad a_2 = 0,104 \pm 0,004;$$

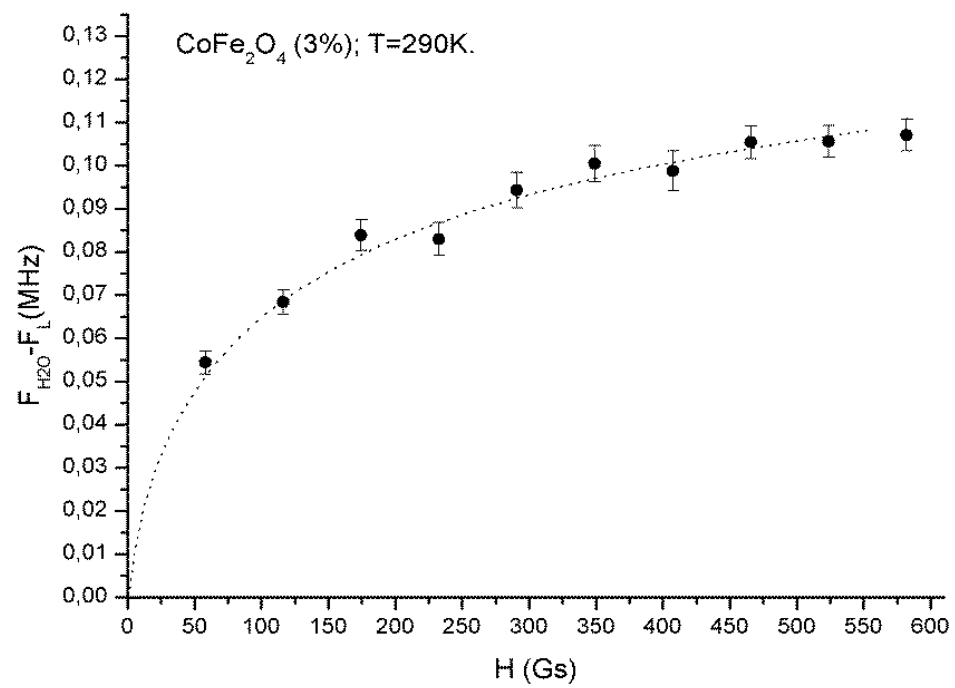
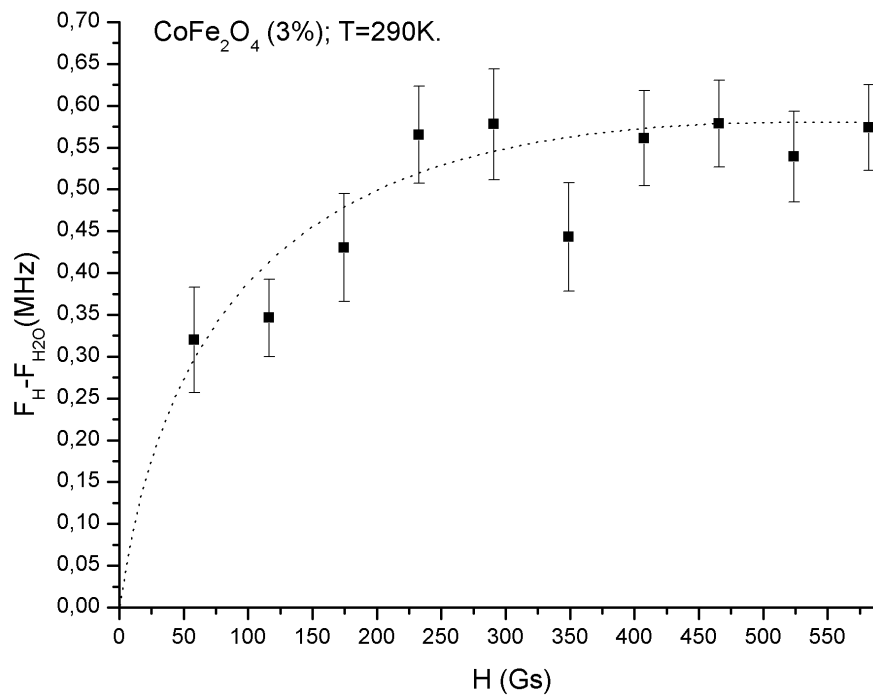
$$\lambda_1 = 0,08 \pm 0,04 \text{ мкс}^{-1}; \quad \lambda_2 = 1,5 \pm 0,1 \text{ мкс}^{-1}.$$

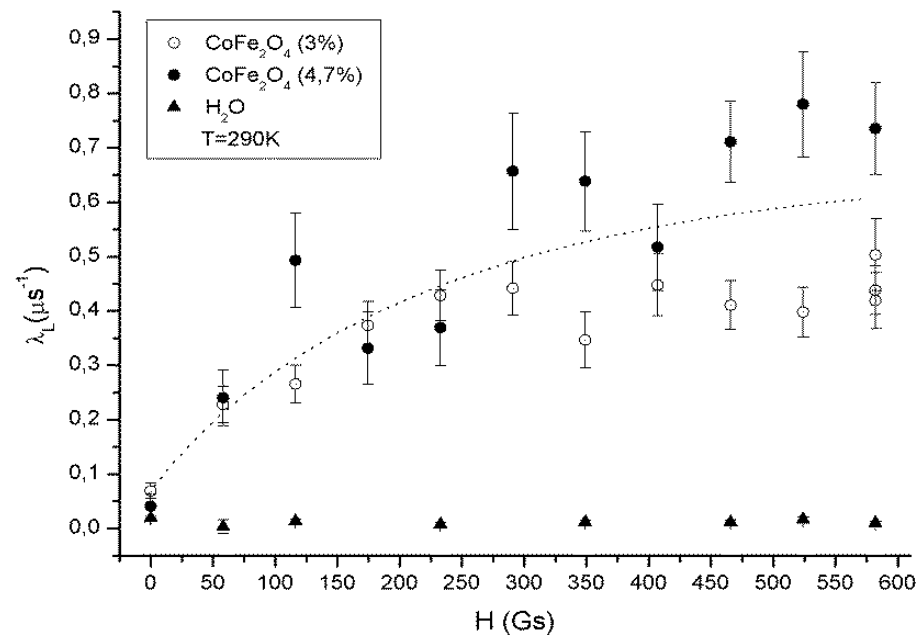
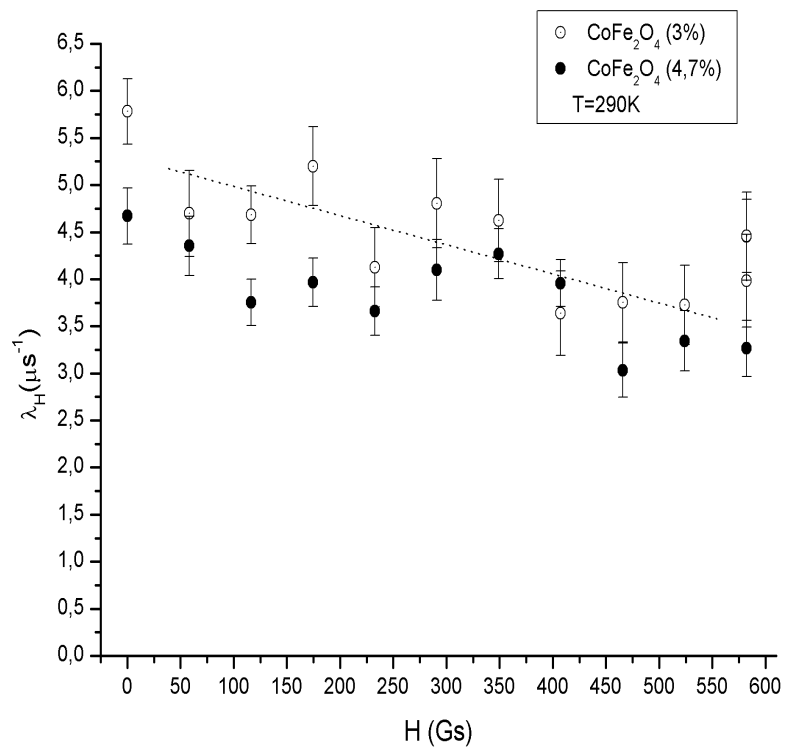


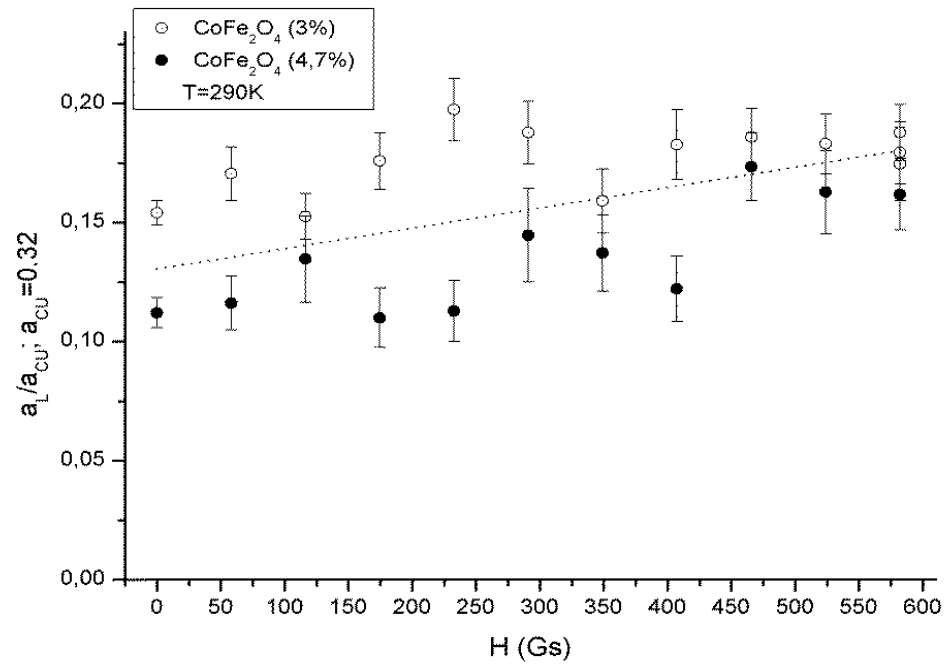
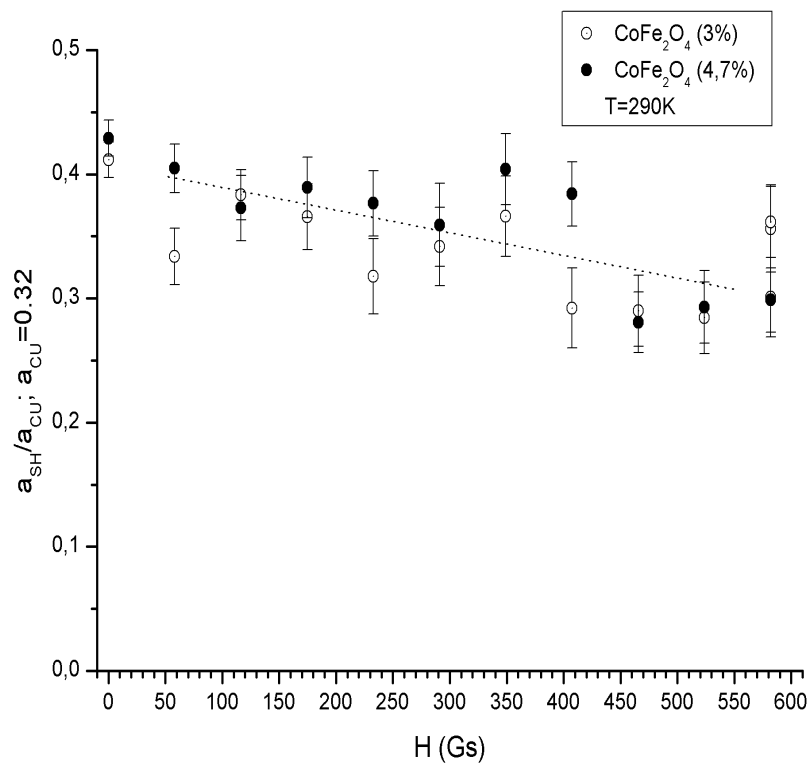


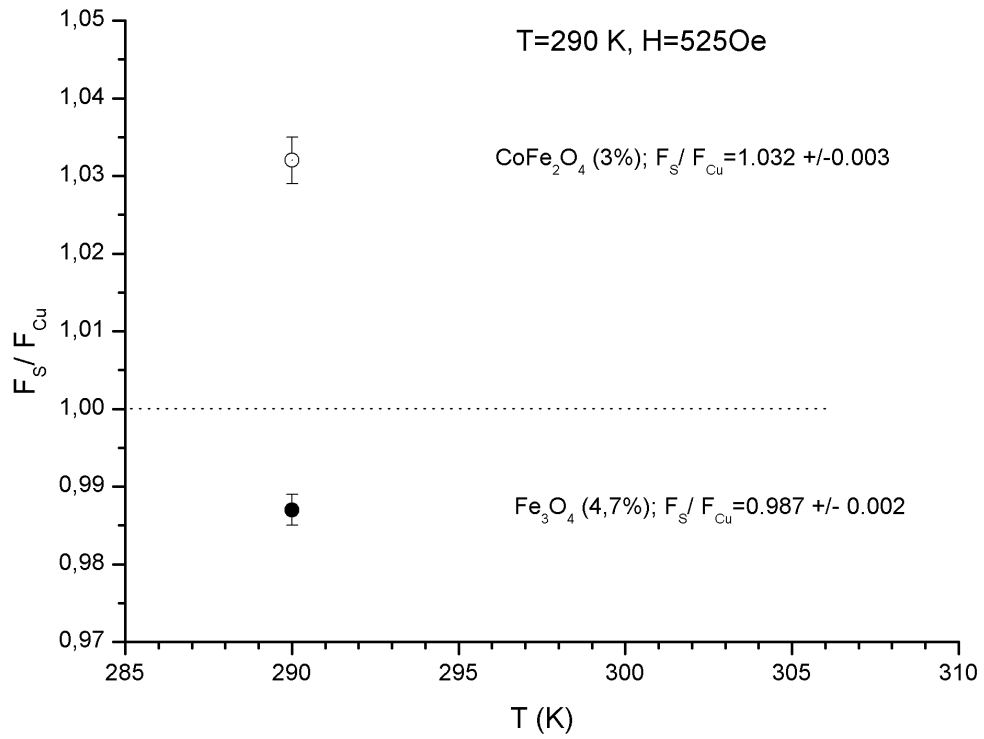












Спасибо за внимание!!!