



XV Всероссийская Школа-конференция молодых ученых
«Проблемы физики твердого тела и высоких давлений», Сочи 2016

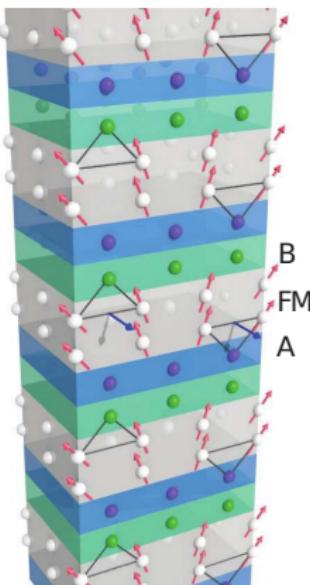
Критическое поведение низкоразмерных магнетиков

Павел Прудников

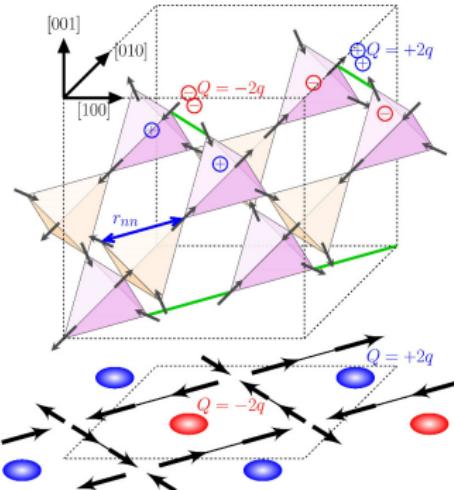
кафедра теоретической физики,
Омский государственный университет



Почему тонкие пленки?



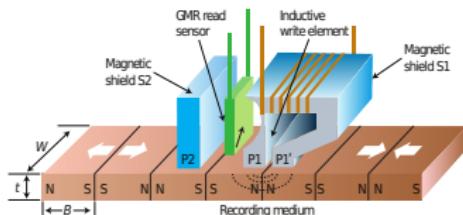
- Мультислойные скирмационные магнитные структуры с межслоевым киральным взаимодействием [1]



- Тонкие пленки спинового льда ($Dy_2Ti_2O_7$ и $Ho_2Ti_2O_7$) с поверхностью перендикулярной оси [001] [2]

¹Moreau-Luchaire, Fert, et al., Nature Nano. 2016;

²L.D.C. Jaubert, P.C.W. Holdsworth, M.J.P. Gingras, arXiv:1608.08635, 2016;



- устройства магнитной записи [3, 4, 5];
- устройства спинtronики [6].

Схема магниторезистивной записывающей головки жесткого диска, представленная IBM в 1991.

³Developments in data storage : materials perspective / [edited by] S.N. Piramanayagam, Tow C. Chong, IEEE Press, Wiley:New Jersey, 2012 – 331p.;

⁴Fullerton, Margulies, et al., IEEE Trans. Magn., 2003;

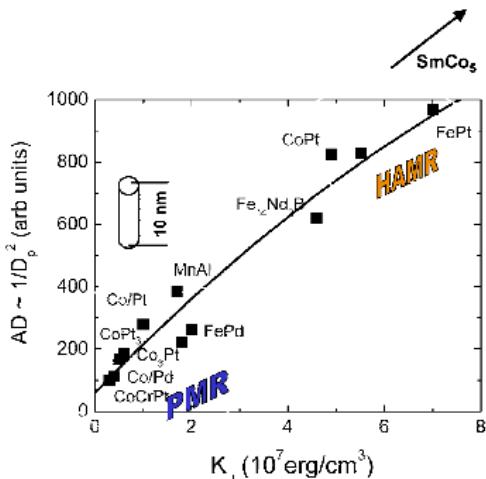
⁵Chappert, Fert, et. al, Nature Mater., 2007

⁶Mangin, Ravelosona, et al. Nature Mater., 2006.

- Heat assisted magnetic recording (HAMR) одна из технологий, позволяющих достичь плотности магнитной записи в 1 TBit/in^2 [7, 8];

- Требования к покрытию [9]:

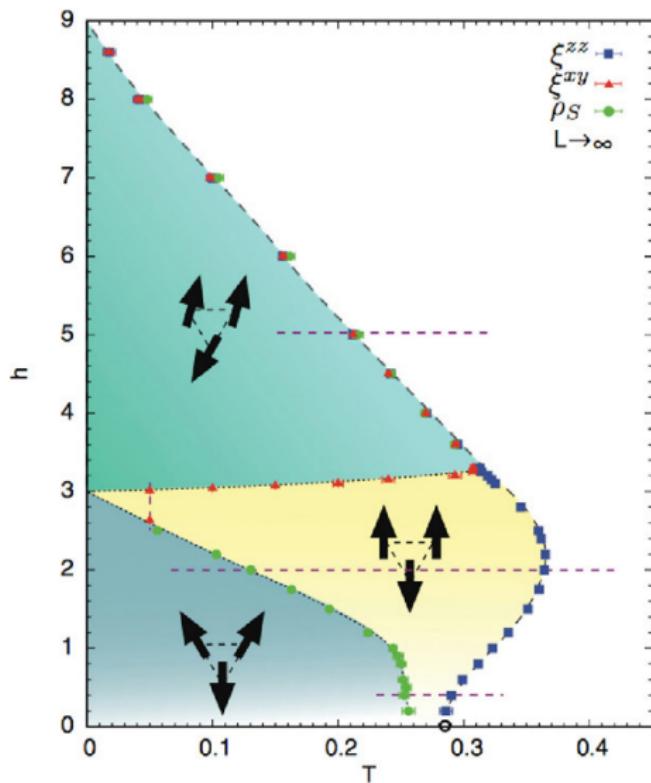
- очень высокая одноосная магнитокристаллическая анизотропия;
- не столь высокие температуры Кюри (можно изменить допированием)
- сильная температурная зависимость переключающего поля.



⁷ Rottmayer, Batra, et al., IEEE Trans. Magn., 2006;

⁸ Seigler, Challener, et al., IEEE Trans. Magn., 2008;

⁹ Kryder, Gage, et al., IEEE Proc., 2008;



- Магнитная фазовая диаграмма антиферромагнетика на треугольной решетке [10,11]

¹⁰L. Seabra, T. Momoi, et al. Phys. Rev. B, **84**, 214418, 2011;

¹¹O.A. Starykh, Rep. Prog. Phys. **78**, 052502, 2015;

- ① Описание неравновесных эффектов в критической релаксации низкоразмерных магнетиков;
- ② Эффекты старения в неравновесном критическом поведении мультислойных структур;
- ③ Расчет коэффициента магнитосопротивления мультислойных структур;

J. Stat. Mech. **043303** (2016);

J. Phys. D: Appl. Phys. **49**, 235002 (2016);

Письма в ЖЭТФ **102**, 759 (2015);

Авторский коллектив:

Владимир Васильевич Прудников,

Марина Мамонова, Наталья Пискунова, Евгений Поспелов, Иван Попов,

Анна Солдусова, Александр Пуртов, Дмитрий Романовский,

*Лаборатория прикладной теоретической физики и параллельных вычислений,
Омский государственный университет, Омск;*

Андрей Катанин

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург;

Мария Шляхтич

Сибирский федеральный университет, Красноярск.

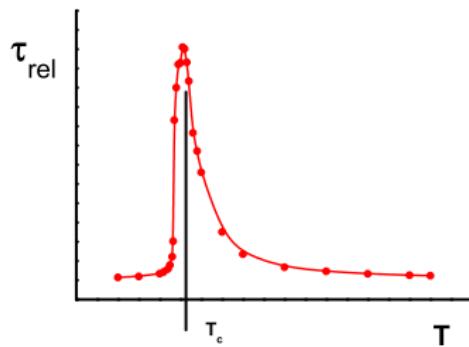
Критическое замедление

$T_0 \Rightarrow T_s, \quad t \gg \tau_{\text{rel}} - \text{состояние равновесия};$

$\Rightarrow T_s = T_c(\tau = 0), \quad \tau_{\text{rel}}(\tau) \sim |\tau|^{-z\nu} \rightarrow \infty, \text{ при } \tau = (T - T_c)/T_c \rightarrow 0.$

Параметр порядка

$$m(t) = \langle S(r, t) \rangle \sim \frac{e^{-\frac{t}{\tau_{\text{rel}}(\tau)}}}{t^{\beta/\nu z}}.$$



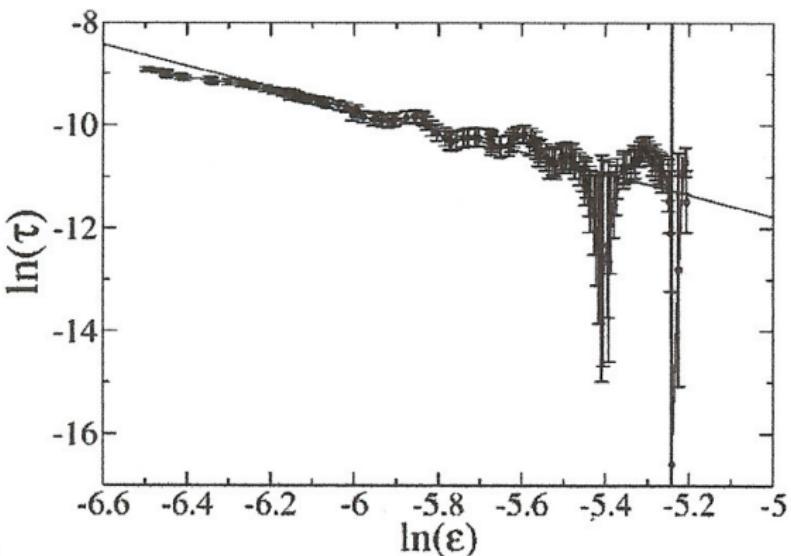
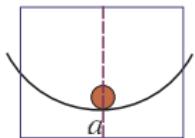


Рис. 1. Время релаксации 2 монослоев Fe на подложке W вблизи $T_c = 453\text{K}$.
Значение $z\nu = 2.09 \pm 0.06$ соответствует классу 2D модели Изинга [12]

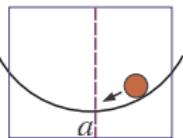
¹²M.J.Dunlavy, D.Venus, Phys. Rev. B **71**, 144406 (2005);



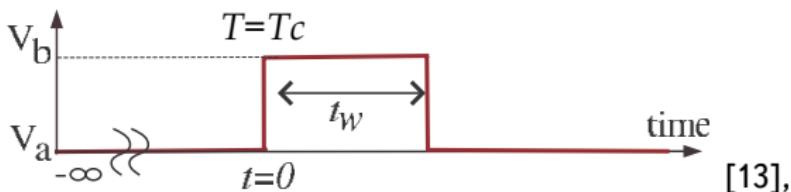
*Stage I:
Equilibration*



*Stage II:
System
'ages'*



*Stage III:
Relaxation*



t_w – время ожидания («возраст системы»),
 $t - t_w$ – время наблюдения.

¹³A. Amir, Y. Oreg, Y. Imry, Phys. Rev. Lett., 2009, arXiv:0902.1501;

эффекты аномального критического замедления неравновесной критической релаксации при увеличении возраста системы [14]

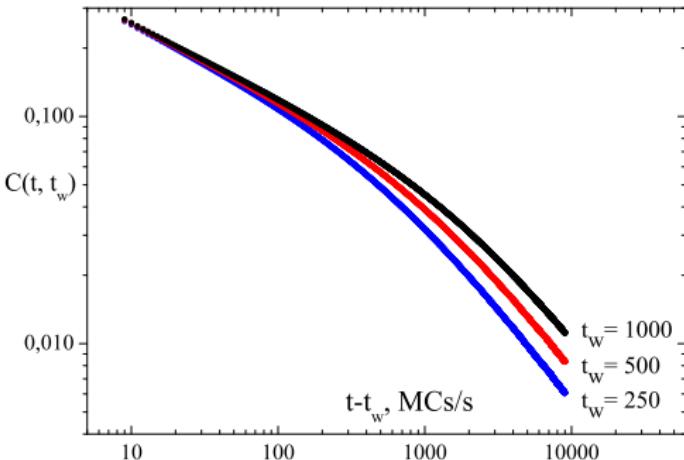


Рис. 2. Автокорреляционная функция $C(t, t_w)$ неупорядоченной 3D модели Изинга

¹⁴Cugliandolo L.F. 2003 Slow Relaxation and Nonequilibrium Dynamics in Condensed Matter (Les Houches, Ecole d'Ete de Physique Theorique vol 77) ed J-L Barrat (Berlin: Springer) p 371

- Скейлинговая форма для временной зависимости k-го момента намагниченности [14]:

$$m^{(k)}(t, \tau, L, m_0) = b^{-\frac{k\beta}{\nu}} m^{(k)}(b^{-z}t, b^{1/\nu}\tau, b^{-1}L, b^{x_0}m_0) \quad (1)$$

- Высокотемпературное начальное состояние $m_0 \ll 1$:
полагая $b = t^{1/z}$, намагниченность представляется в виде

$$\begin{aligned} m(t, \tau, m_0) &\sim m_0 t^{\theta'} (1 + At^{1/\nu z} \tau + O(\tau^2, m_0^2)), \\ \theta' &= (x_0 - \beta/\nu)/z \\ m(t) &\sim m_0 t^{\theta'}, \text{ при } \tau = 0; \end{aligned} \quad (2)$$

Корреляционная функция $C(t, t_w)$, функция отклика $R(t, t_w)$ и флюктуационно-диссипативное отношение $X(t, t_w)$:

$$\begin{aligned} \mathbf{C}(t, t_w) &= \frac{1}{V} \int d^d x [\langle S(x, t)S(x, t_w) \rangle - \langle S(x, t) \rangle \langle S(x, t_w) \rangle], \\ \mathbf{R}(t, t_w) &= \frac{1}{V} \int d^d x \left. \frac{\delta[\langle S(x, t) \rangle]}{\delta h(x, t_w)} \right|_{h=0}, \quad \mathbf{X}(t, t_w) = T_s R(t, t_w) / \partial_{t_w} C(t, t_w) \end{aligned} \quad (3)$$

где $\langle \dots \rangle$ – стат. усреднение по реализациям начального состояния.

¹⁴H.K. Janssen, B. Schaub, B. Schmittmann, Z. Phys. B **73**, 539, 1989.

Автокорреляционная функция и функция отклика характеризуются двухвременной зависимостью:

$$\begin{aligned} C(t, t_w) &\sim (t - t_w)^{a+1-d/z} (t/t_w)^{\theta-1} f_C(t_w/t), \\ R(t, t_w) &\sim (t - t_w)^{a-d/z} (t/t_w)^{\theta} f_R(t_w/t), \end{aligned} \quad (4)$$

где $f_C(t_w/t)$ и $f_R(t_w/t)$ конечны при $t_w \rightarrow 0$,

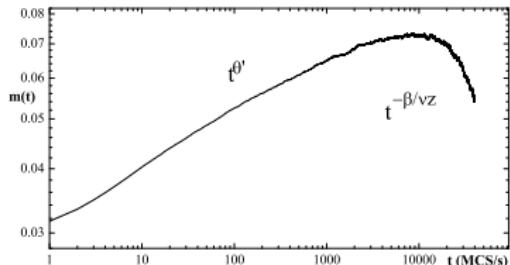
$$a = (2 - \eta - z)/z,$$

$$\theta = \theta' - a,$$

θ' – индекс коротковременной динамики,

Этап роста намагниченности:

$$t \lesssim t_m \sim m_0^{-1/(\theta' + \beta/\nu z)} \quad [15]$$



¹⁵V.V. Prudnikov, PP, A.N. Vakilov, et al. Phys. Rev. E **81**, 011130, 2010.

- 1) Высокотемпературное начальное состояние с $T_0 > T_c$ и $m_0 = 0$;
- 2) Низкотемпературное начальное состояние с $T_0 < T_c$ и $m_0 \neq 0$:
новый временной масштаб $t_m \sim m_0^{-k}$ с $k > 0$.

Скейлинговая форма временной зависимости намагниченности

$$m(t, t_m) = A_M t^{-\beta/\nu z} F_M(t/t_m). \quad (5)$$

$$m(t) \sim t^{-\beta/\nu z}, \quad m_0 = 1; \quad t_m \simeq m_0^{-1/(\theta' + \beta/\nu z)}; \quad m(t) \sim t^{\theta'}, \quad m_0 \ll 1;$$

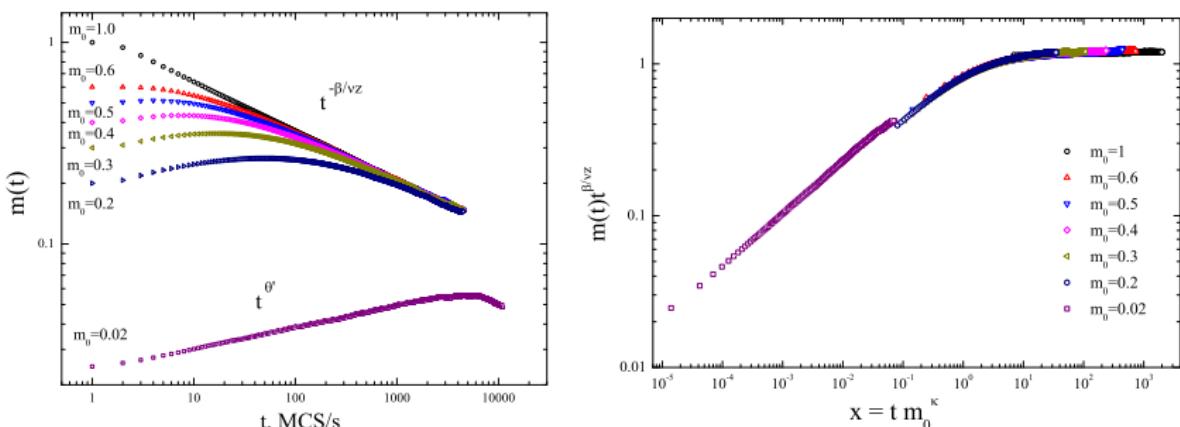


Рис. 3. Временная зависимость намагниченности $m(t)$ (а) и ее скейлинговой функции $F_M(t/t_m) = m(t)t^{\beta/\nu z}$ (б) для различных значений m_0 .

Три временных масштаба: $t - t_w$, t_w и t_m .

- При эволюции из **низкотемпературного** начального состояния с $m_0 \neq 0$ [16]:

$$\begin{aligned} C(t, t_w, t_m) &= A_C (t - t_w)^{a+1-d/z} (t/t_w)^{\theta-1} F_C(t_w/t, t/t_m), \\ R(t, t_w, t_m) &= A_R (t - t_w)^{a-d/z} (t/t_w)^\theta F_R(t_w/t, t/t_m), \end{aligned} \quad (6)$$

где $t_m = B_m m_0^{-\kappa}$ с показателем $\kappa = [\theta' + \beta/(\nu z)]^{-1} > 0$;

Предельные случаи:

- $t_m \ll t_w < t$ – выполняется для случая эволюции из упорядоченного состояния с $m_0 = 1$ и скейлинговые выражения (19) принимают вид:

$$\begin{aligned} C(t, t_w) &= \bar{A}_C (t - t_w)^{a+1-d/z} (t/t_w)^{\bar{\theta}-1} \bar{F}_C(t_w/t), \\ R(t, t_w) &= \bar{A}_R (t - t_w)^{a-d/z} (t/t_w)^{\bar{\theta}} \bar{F}_R(t_w/t), \end{aligned} \quad (7)$$

где введен показатель $\bar{\theta} = -\beta\delta/(\nu z) = -(1 + a + \beta/(\nu z))$;

- $t_w < t \ll t_m$ – выполняется всегда для случая эволюции из **высокотемпературного** состояния с $m_0 = 0$ [17];

¹⁶P. Calabrese, A. Gambassi, F. Krzakala, J. Stat. Mech. **6**, 1, 2006;

¹⁷V.V. Prudnikov, PP, E.A. Pospelov J. Stat. Mech. **043303**, 2016;

1) Квазиравновесный режим: $t - t_w \ll t_w \rightarrow C(t, t_w) = C(t - t_w),$
 $R(t, t_w) = R(t - t_w);$

2) Режим старения: $t - t_w \sim t_w \gg t_m$, корреляционная функция и
функция отклика описываются соотношениями

$$\begin{aligned} C(t, t_w) &\sim t_w^{-2\beta/(\nu z)} \tilde{F}_C(t/t_w), \\ R(t, t_w) &\sim t_w^{-2\beta/(\nu z)-1} \tilde{F}_R(t/t_w). \end{aligned} \tag{8}$$

3) Режим коротковременной динамики ($t_w \rightarrow 0$) или долговременной
режим: $t - t_w \gg t_w \gg t_m$ со скейлинговыми функциями $\tilde{F}_{C,R}(t/t_w)$,
убывающими по степенному закону

$$\tilde{F}_{C,R}(t/t_w) \sim (t/t_w)^{-\phi}, \tag{9}$$

где показатель $\phi = d/z - a + \beta\delta/(\nu z)$.

предстарение – старение – сверхстарение

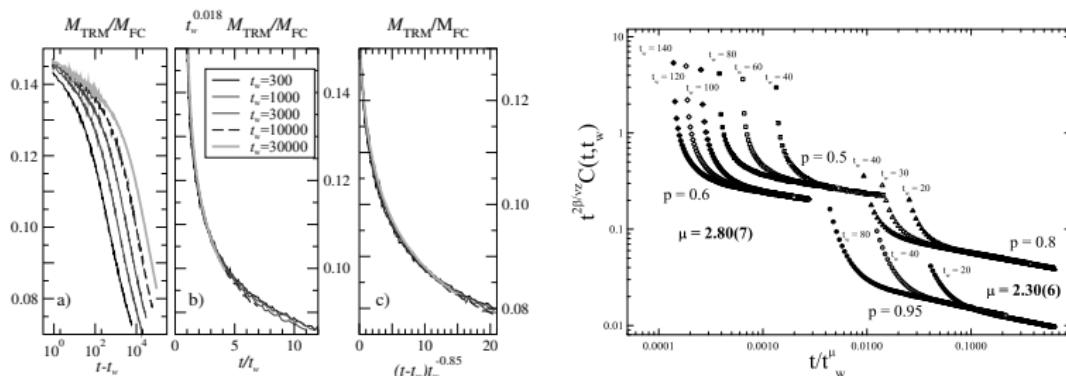


Рис. 4. Эффект «предстарения» в поведении термоостаточной намагниченности в спиновом стекле $\text{Ag}_{0.973}\text{Mn}_{0.027}$ [20] и эффект «сверхстарения» в скейлинговом поведении автокорреляционной функции $t_w^{2\beta/\nu z} C(t, t_w)$ в зависимости от t/t_w^μ для релаксации 3D неупорядоченной модели Изинга из низкотемпературного состояния [21]

$$C(t, t_w) = A_C(t - t_w)^{\alpha + 1 - d/z} \left[(t/t_w)^{\bar{\theta}-1} \bar{F}_C(t/t_w) + B_C(p) \tilde{F}_C(t/t_w^\mu) \right], \quad (10)$$

где $\bar{F}_C(t/t_w) \sim (t/t_w)^{-2\beta/z\nu}$, $\tilde{F}_C(t/t_w^\mu) \sim (t/t_w^\mu)^{-\beta/z\nu}$ при $t - t_w \gg t_w \gg 1$;
 $B_C(p=1) = 0$.

²⁰M.Ocio, J.Hammann, E.Vincent, *Non-Equilibrium Phase Transitions Volume 2: Ageing and Dynamical Scaling Far from Equilibrium* / eds. M.Henkel, M.Pleimling, Series: Theoretical and Mathematical Physics. 1st Edition., 2010, XXIV, 544 p.;

²¹Прудников В.В., ПП, Поспелов Е.А., Маяренко П.Н., Письма в ЖЭТФ **102**, 192, 2015;

$$H = -J \sum_{\langle i,j \rangle} \mathbf{S}_i \mathbf{S}_j, \quad (11)$$

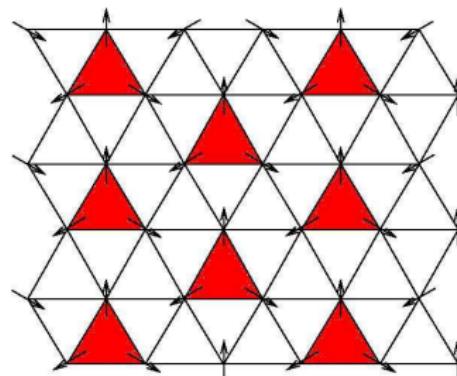
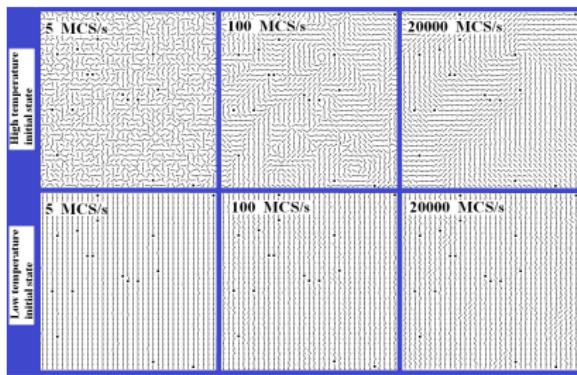


Рис. 5. Двумерная XY модель и двумерная фрустрированная антиферромагнитная модель Гейзенберга на треугольной решетке

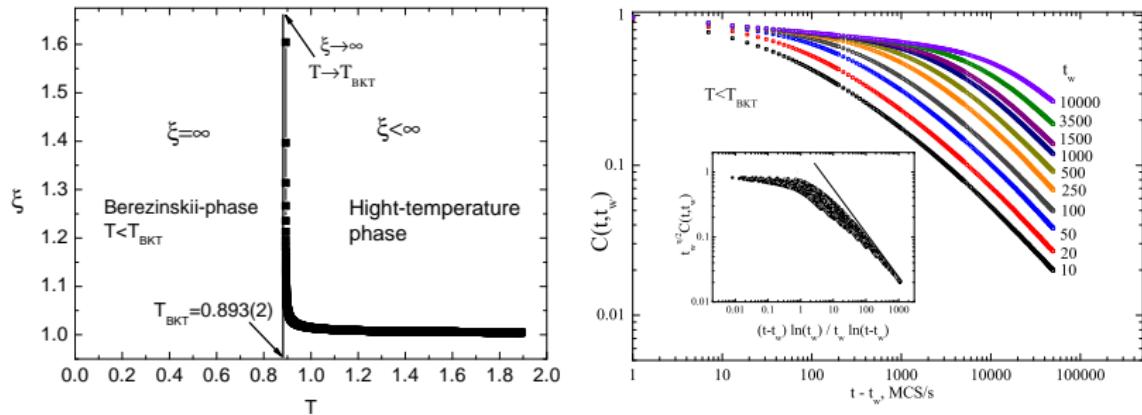


Рис. 6. Особенности поведения корреляционной длины и автокорреляционной функции двумерной XY модели в низкотемпературной фазе Березинского [23]

$$C(t, t_w) = (t - t_w)^{\eta/2} \Phi[\xi(t - t_w)/\xi(t_w)], \quad (12)$$

где $\eta(T)$ – индекс Фишера, $\xi(t)^2 \sim t \ln t$ – корреляционная длина.

²³Березинский В.Л. Низкотемпературные свойства двумерных систем с непрерывной группой симметрии. – М.: ФИЗМАТЛИТ. 2007;

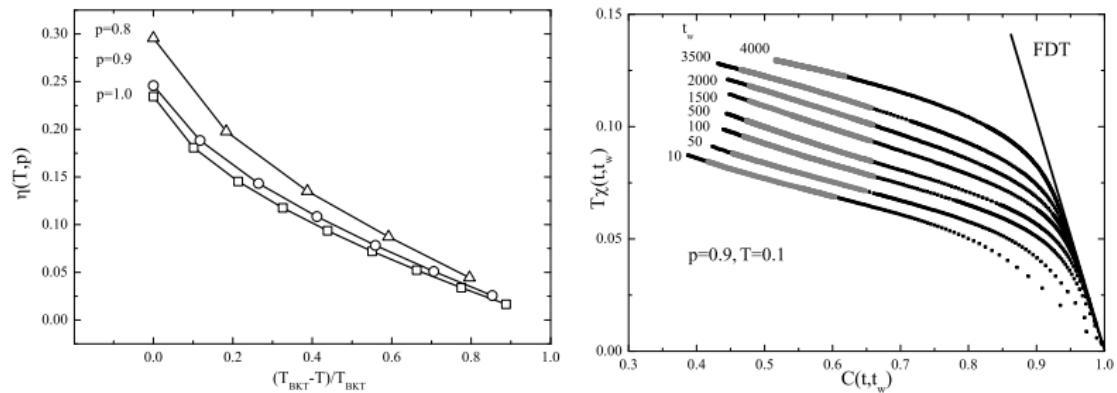


Рис. 7. Температурные зависимости критического индекса Фишера η и параметрические зависимости восприимчивости от автокорреляционной функции.

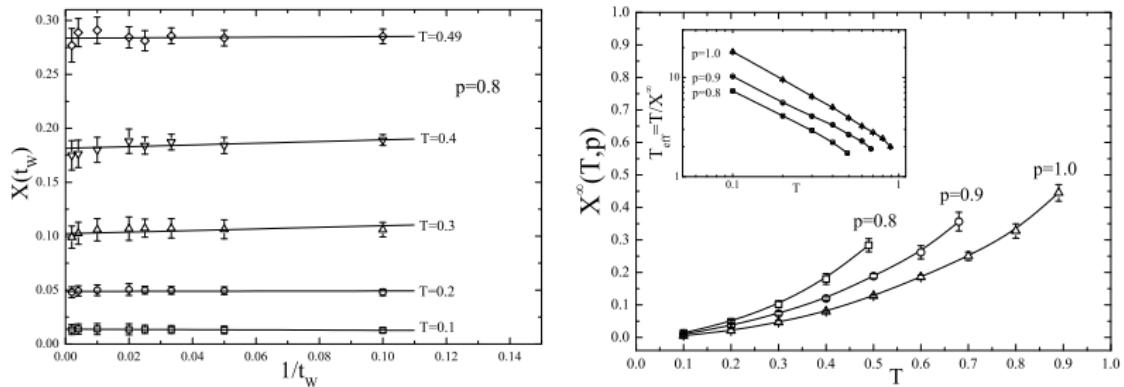


Рис. 8. Значения предельного флюктуационно-диссипативного отношения (ФДО) $X^\infty(T)$ путем экстраполяции $X(t_w)$ при $t_w^{-1} \rightarrow 0$ и температурные зависимости предельного ФДО X^∞ для различных спиновых концентраций p при эволюции из высокотемпературного начального состояния; на вставке - зависимость эффективной температуры $T_{\text{eff}} = T/X^\infty$ [25]

²⁵ПП, Прудников В.В., Попов И.С., Письма в ЖЭТФ **101**, 596, 2015;

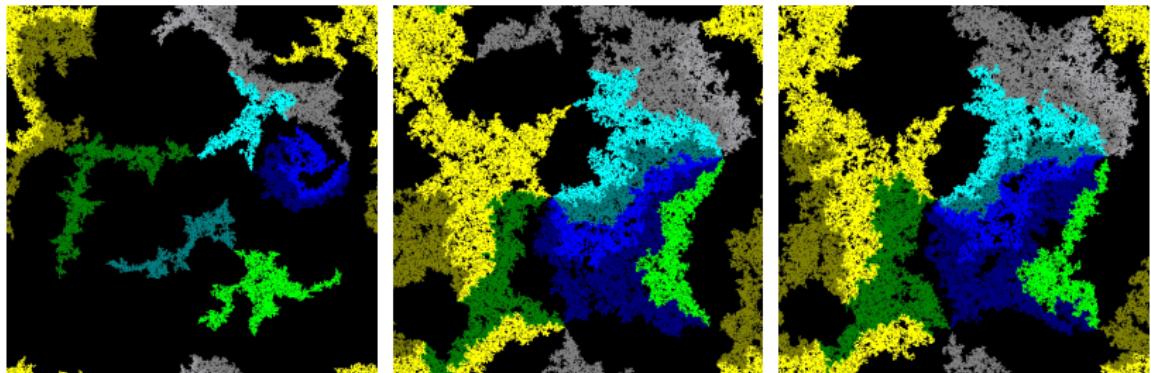


Рис. 9. Визуализация процесса кластерного огрубления 2d XY модели в моменты времени: 50 000, 200 000 и 500 000 MCS/s [27]

²⁷I.S. Popov, PP, V.V. Prudnikov, J. Phys.: Conf. Ser. **681**, 012015, 2016;

БКТ поведение 2d антиферромагнитной фрустрированной модели Гейзенберга

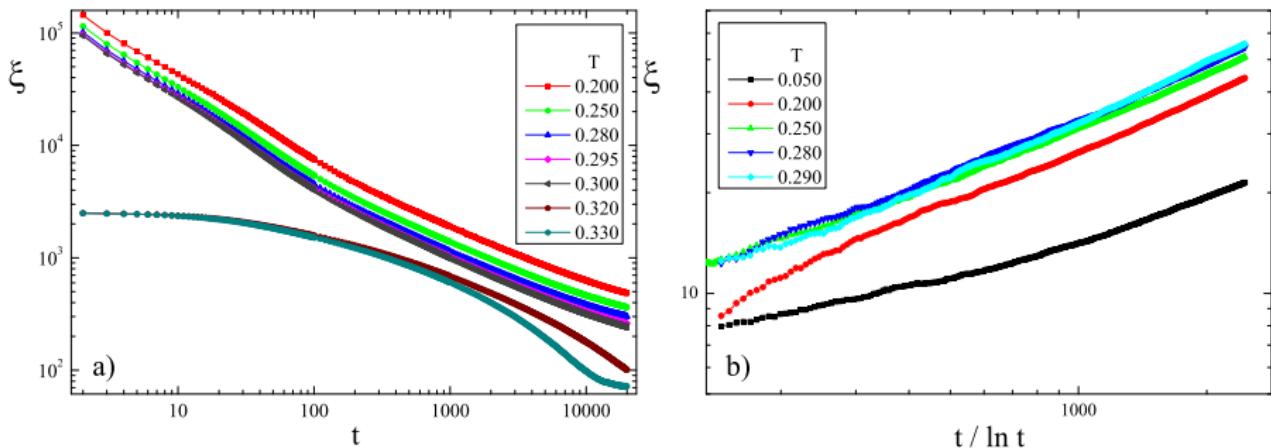


Рис. 10. Временные зависимости корреляционной длины 2d антиферромагнитной фрустрированной модели Гейзенберга при неравновесной эволюции из низкотемпературного (а) и высокотемпературного (б) начальных состояний

БКТ поведение 2d антиферромагнитной фрустрированной модели Гейзенберга

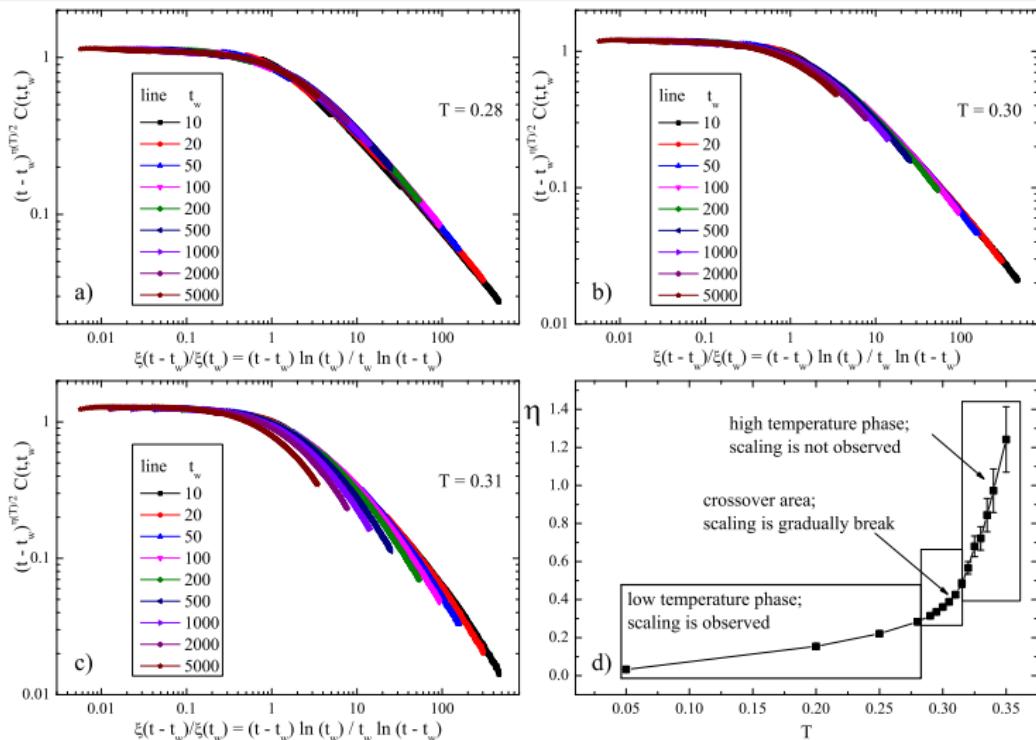


Рис. 11. Динамический скейлинг для автокорреляционной функции вблизи $T_{BKT} \approx 0.30$

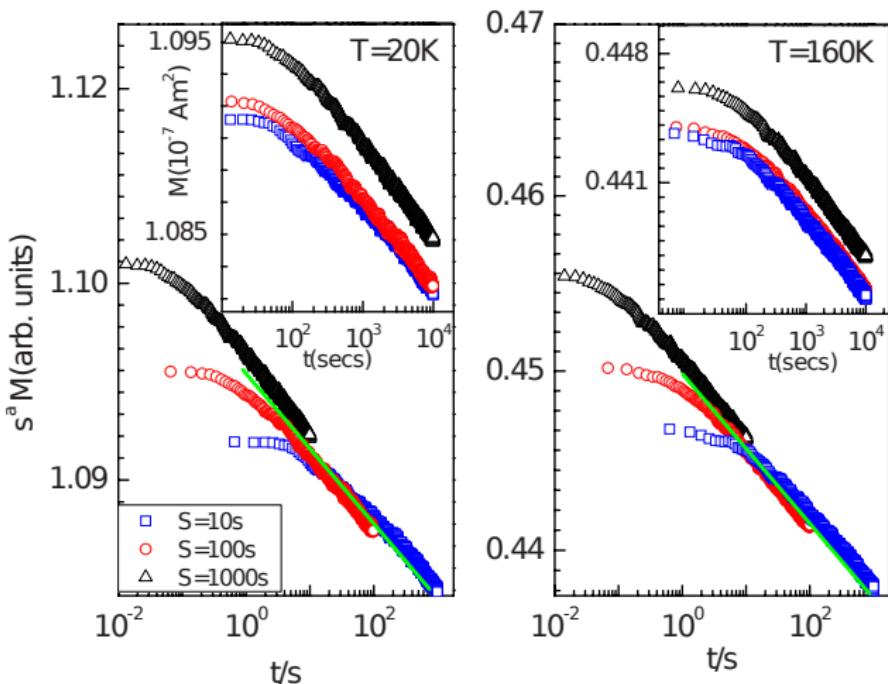


Рис. 12. Экспериментальное наблюдение эффектов старения в Co/Cu мультислойных структурах [28]

²⁸T. Mukherjee, M. Pleimling, Ch. Binek. Phys. Rev. B **82**, 134425, 2010;

Мультислойная магнитная структура

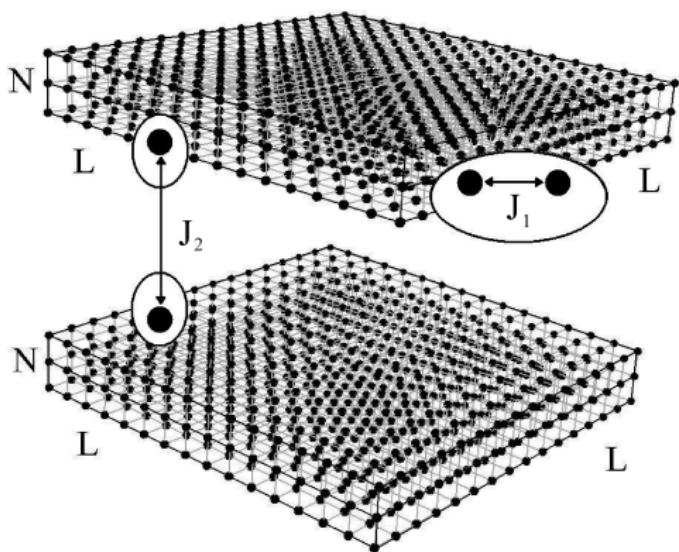


Рис. 13. Трехслойная структура $\text{Co}(0.6\text{nm})/\text{Cr}$:
 $J_1 \approx 4.4 \cdot 10^{-14}\text{erg}$, $J_2 = -0.3J_1$, $N = 3\text{ML}$

Гамильтониан анизотропной модели Гейзенберга [29]:

$$H = - \sum_{\langle i,j \rangle} J_{ij} [\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j - \Delta(N) S_i^z S_j^z] - h \sum_i S_i^x, \quad (13)$$

где $\mathbf{S}_i = (S_i^x, S_i^y, S_i^z)$;

N – толщина пленки;

$L \times L$ – число спинов в каждом слое;

J – константа обменного взаимодействия;

$\Delta(N)$ – константа анизотропии:

$\Delta = 0$ соответствует изотропной модели Гейзенберга,,

$\Delta = 1$ – XY модель;

$\Delta(N = 3) = 0.7$ для Co [29];

²⁹ PP, V.V. Prudnikov, M.A. Menshikova, N.I. Piskunova, J. Magn. Magn. Mater., **387**, 77, 2015

Мультислойная магнитная структура

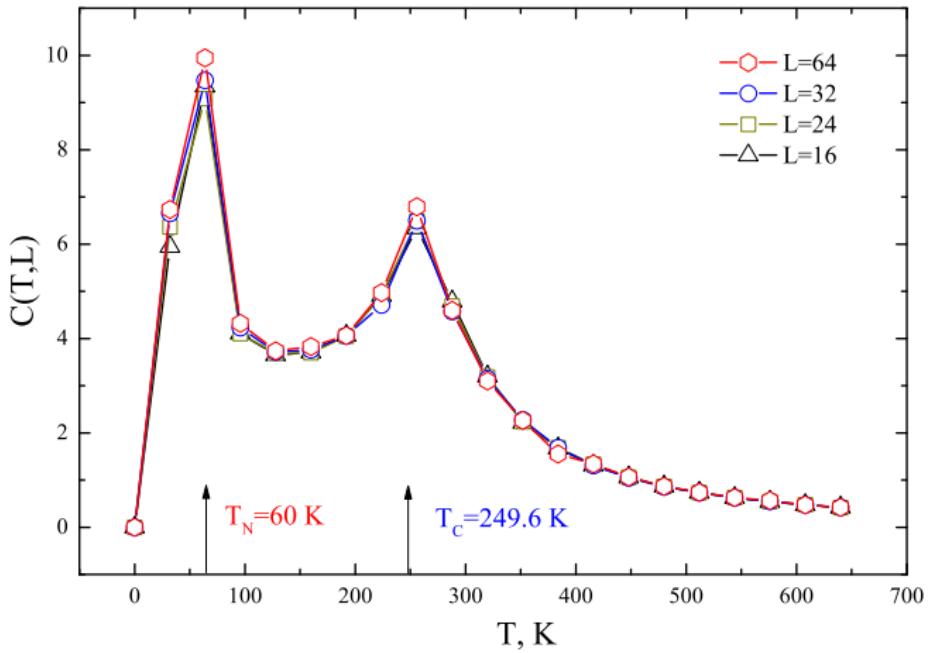


Рис. 14. Температурные зависимости теплоемкости $C_h(T, L)$ для $N = 3ML$

Старение в мультислойной магнитной структуре

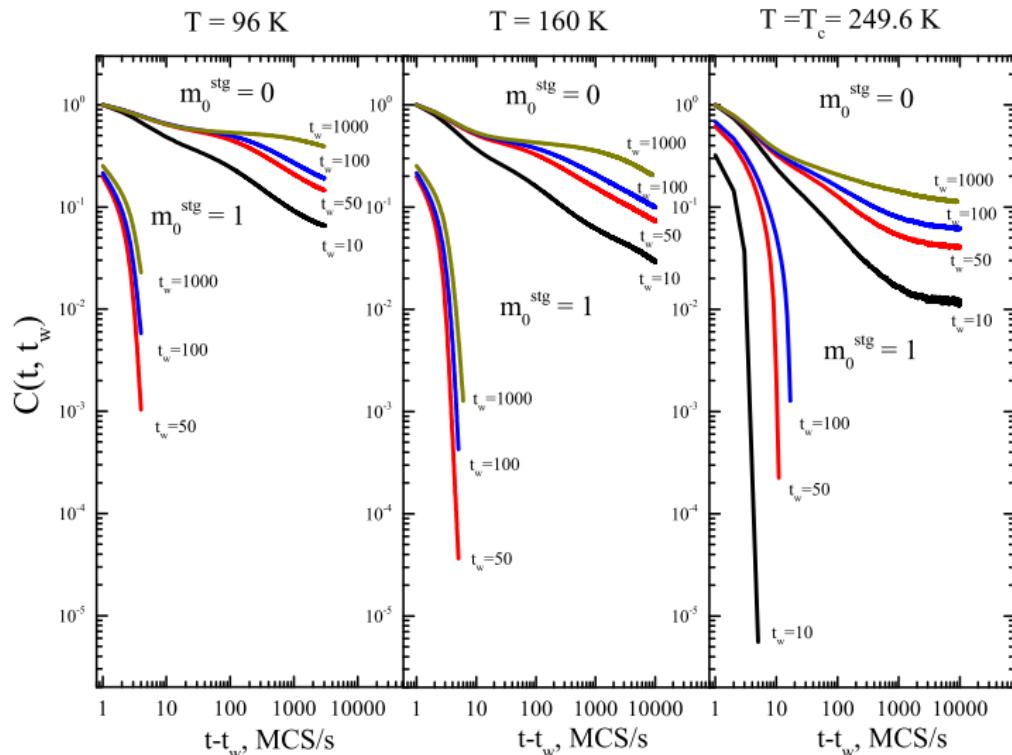


Рис. 15. Временные зависимости $C(t, t_w)$ как функции $(t - t_w)$ при эволюции из различных начальных состояний $m_0^{stg} = 0$ и $m_0^{stg} = 1$

Старение для высокотемпературного начального состояния

$$m_0^{\text{stg}} = 0$$

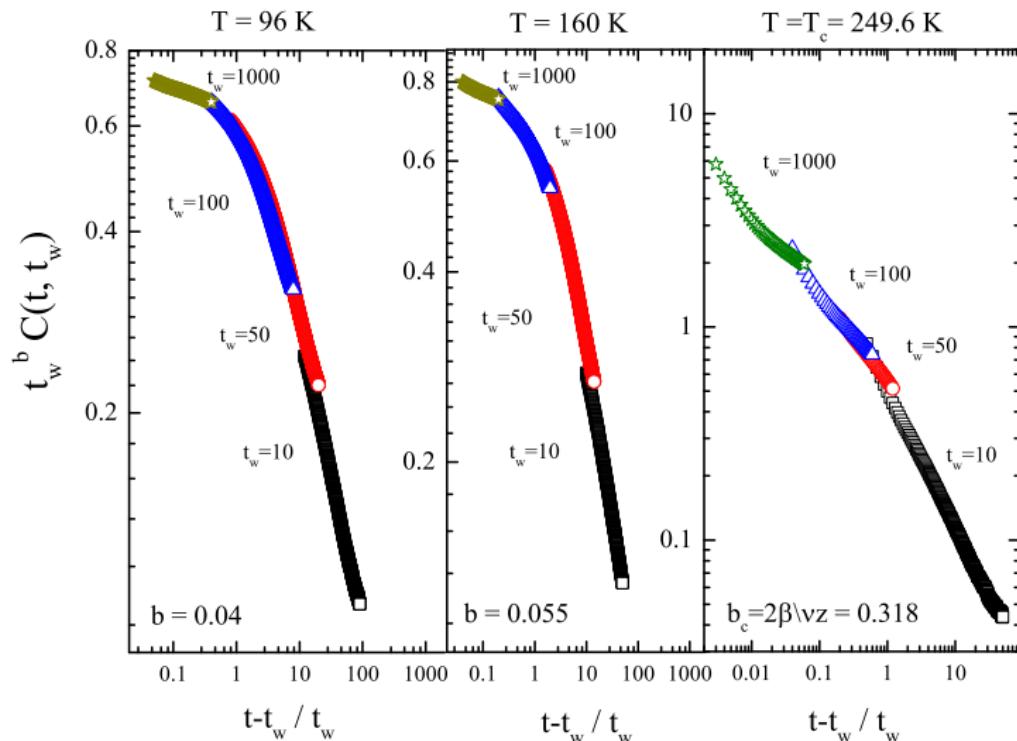


Рис. 16. Скейлинговый "коллапс" $F(t/t_w) = t_w^b C(t, t_w)$, как функции $(t - t_w)/t_w$ для случая начального высокотемпературного состояния $m_0^{\text{stg}} = 0$; $b_c(T = T_c) = 2\beta/\nu z = 0.318$.

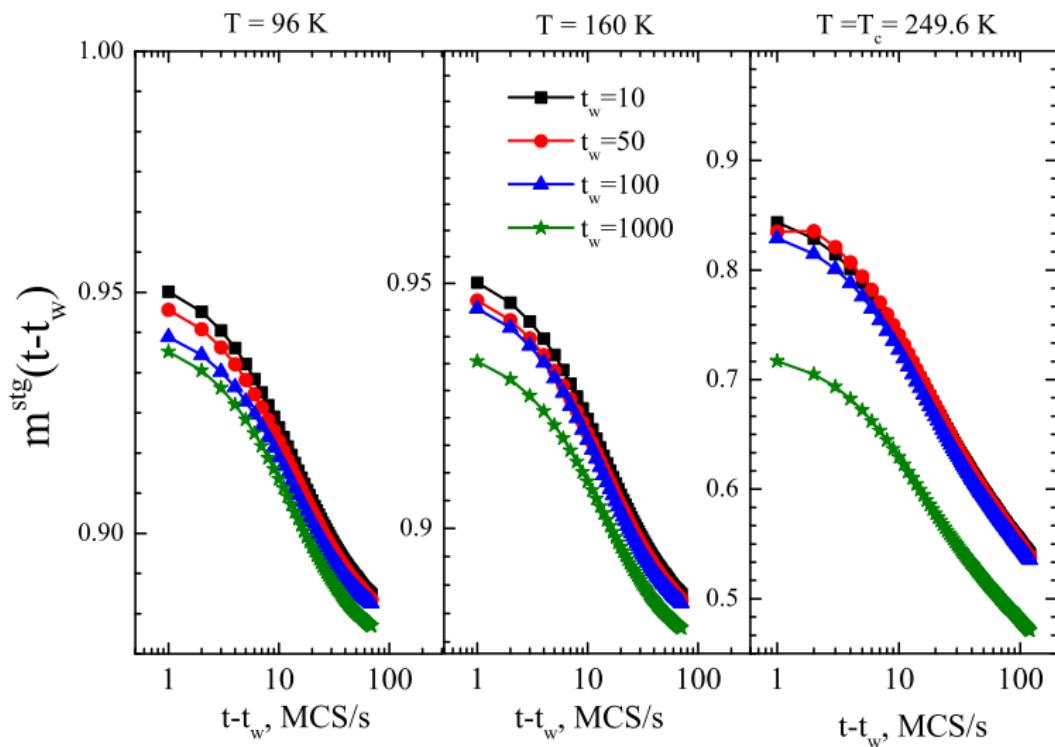


Рис. 17. Временные зависимости термоостаточной "шахматной" намагниченности $m^{\text{stg}}(t, t_w)$ для случая низкотемпературного начального состояния $m_0^{\text{stg}} = 1$.

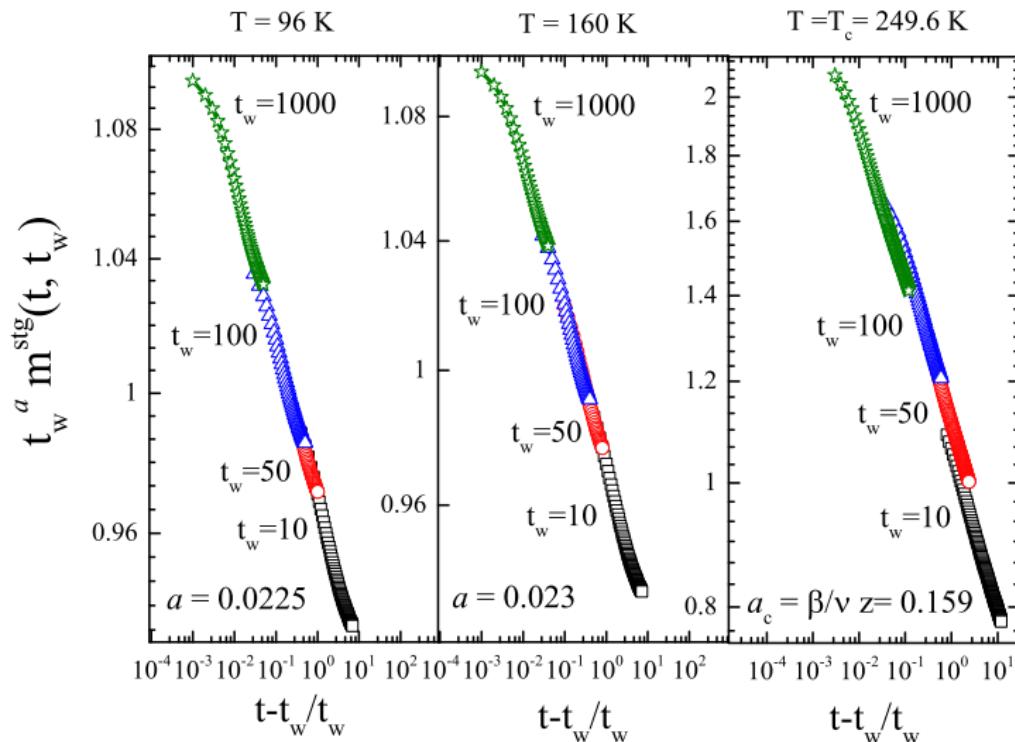


Рис. 18. Динамический скейлинг для $t_w^a m^{\text{stg}}(t, t_w)$; $a_c(T = T_c) = \beta/\nu z = 0.159$.

Значения параметров обменного взаимодействия ближайших соседей J_1 и следующих за ближайшими соседей могут быть получены разностей энергии состояний:

$$N_{ij}J_j = \Delta E_i = E_i^{\text{AFM}} - E^{\text{FM}} \quad (14)$$

where N_{ij} - число антипараллельных пар спинов в i антиферромагнитных (AFM) состояниях для ближайших ($j = 1$) и следующих за ближайшими ($j = 2$) соседей [30]

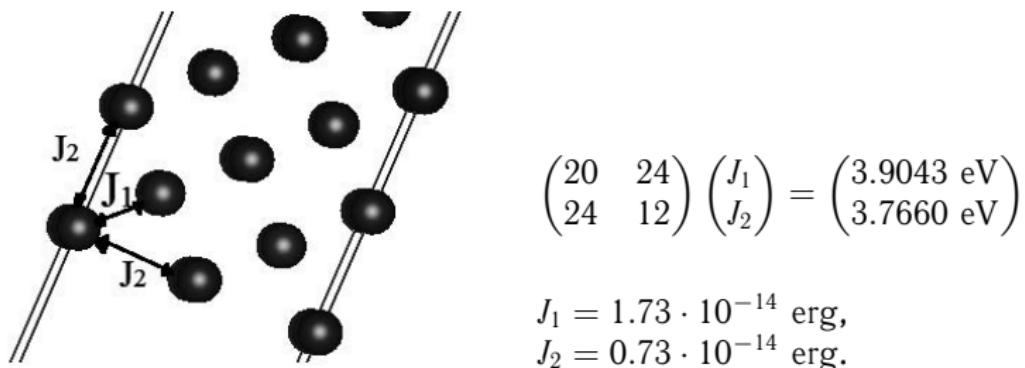


Рис. 19. Значения обменных интегралов J_1 и J_2 для пленки Fe

³⁰Georg Kresse, Martijn Marsman, and Jurgen Furthmuller VASP THE GUIDE: Introduction. Computational Materials Physics. Faculty of Physics. Austria: Universitat Wien 2015.

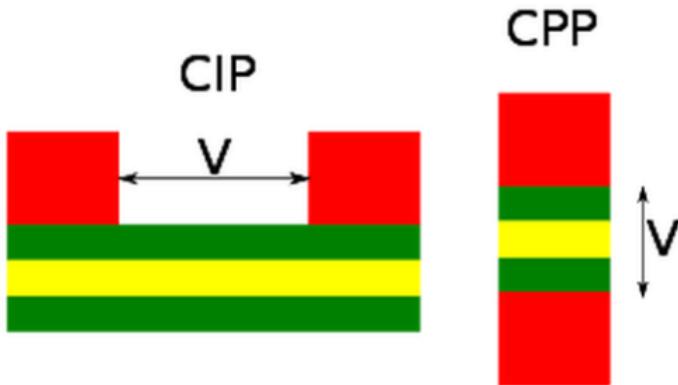


Рис. 20. Геометрия подключения мультислойных магнитных структур в цепь: ток в плоскости **CIP** (current in plane) и ток перпендикулярно плоскости **CPP** (current perpendicular to plane). V – приложенная разность потенциалов.

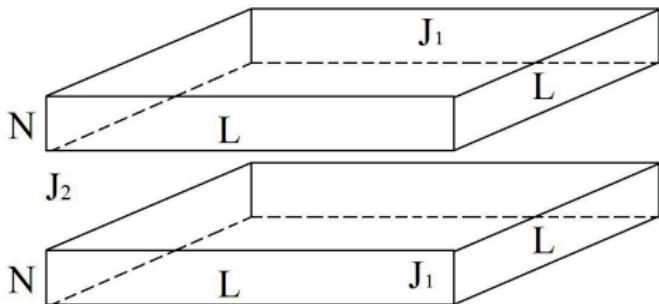


Рис. 21. Модель мультислойной структуры, состоящей из двух ферромагнитных пленок, разделенных пленкой немагнитного металла

- L и N - линейные размеры слоёв;
- $J_1 = +1.0; J_2 = -0.1$ – значения обменных интегралов.

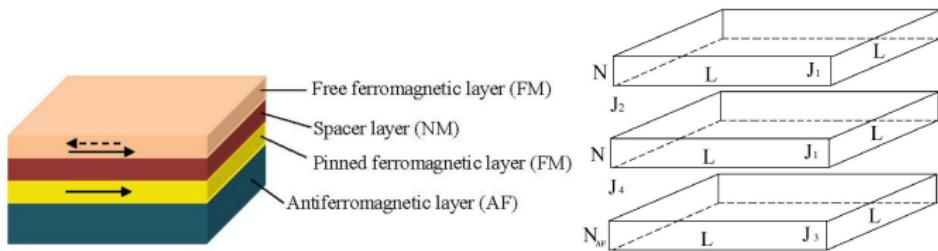


Рис. 22. Модель структуры спинового вентиля, состоящего из двух ферромагнитных пленок, разделенных пленкой немагнитного металла, и слоя антиферромагнетика, примыкающего к одной из ферромагнитных пленок

- L , N и N_{AF} - линейные размеры пленок;
- $J_1 = 1.0$, $J_2 = -0.1$, $J_3 = -2.0$, $J_4 = 1.0$ – обменные интегралы;

$$\delta_h = \frac{(R_{\uparrow} - R_{\downarrow})^2}{4R_{\uparrow}R_{\downarrow}} = \frac{(\mathbf{J}_{\uparrow} - \mathbf{J}_{\downarrow})^2}{4\mathbf{J}_{\uparrow}\mathbf{J}_{\downarrow}}, \quad (15)$$

где $\mathbf{J}_{\uparrow\downarrow} = en_{\uparrow\downarrow} \langle \mathbf{V}_{\uparrow\downarrow} \rangle$ – плотность тока;

n_{\uparrow} и n_{\downarrow} – концентрации электронов с проекциями спинов на ось z ;

$n = n_{\uparrow} + n_{\downarrow}$ – полная концентрация электронов;

$\langle \mathbf{V}_{\uparrow} \rangle$ и $\langle \mathbf{V}_{\downarrow} \rangle$ – средние скорости электронов.

Концентрацию электронов $n_{\uparrow\downarrow}$ можно выразить через намагниченность пленки:

$$n_{\uparrow\downarrow} = \frac{1}{2}(1 \pm m). \quad (16)$$

Скорость электрона можно выразить через подвижность электронов и напряженность внешнего электрического поля \mathbf{E}

$$\langle \mathbf{V}_{\uparrow,\downarrow} \rangle = \mu_{\uparrow,\downarrow} \mathbf{E} = \frac{e}{T} \mathbf{E} \left\langle \exp \left(-\frac{\Delta E_{i,\uparrow,\downarrow}}{T} \right) \right\rangle, \quad (17)$$

где μ – подвижность электронов, ΔE_i – изменение энергии электронов i ячейки при их переходе в соседнюю ячейку.

Энергия взаимодействия электронов с узлами решетки

$$E_{i,\uparrow,\downarrow} = \mp J_1 \left[\sum_{j \neq i} S_j^z (n_{j,\uparrow} - n_{j,\downarrow}) + S_i^z (n_{i,\uparrow} - n_{i,\downarrow}) \right], \quad (18)$$

где суммирование осуществляется по ближайшим к i ячейке ячейкам j .

В выражении для $E_{i,\uparrow,\downarrow}$ реализована фундаментальная идея Н. Мотта [31], согласно которой электроны различных спиновых подзон осуществляют направленный перенос заряда, только если их проекция спина совпадает по направлению с локальной намагниченностью материала, характеризуемой в данном случае спином S_j^z ячейки j .

В рамках двухтоковой модели пренебрегаем рассеянием носителей тока на границе между ферромагнитным и немагнитным металлами.

Также будем использовать приближение малости сопротивления немагнитного металла по сравнению с сопротивлением ферромагнитного металла.

³¹N.F. Mott, Proc. Roy. Soc. (London) Ser. A **153**, 699 (1936).

Коэффициент магнитосопротивления

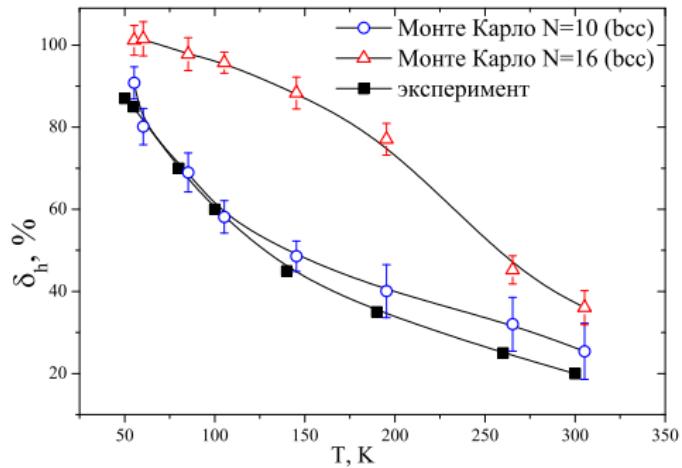


Рис. 23. Сравнение экспериментальной зависимости коэффициента магнитосопротивления для структуры Fe/Cr [33] с зависимостью вычисленной методами Монте-Карло

³³J. Bass and W.P. Pratt, J. Magn. Magn. Mater. **200**, 274 (1999)

Коэффициент магнитосопротивления

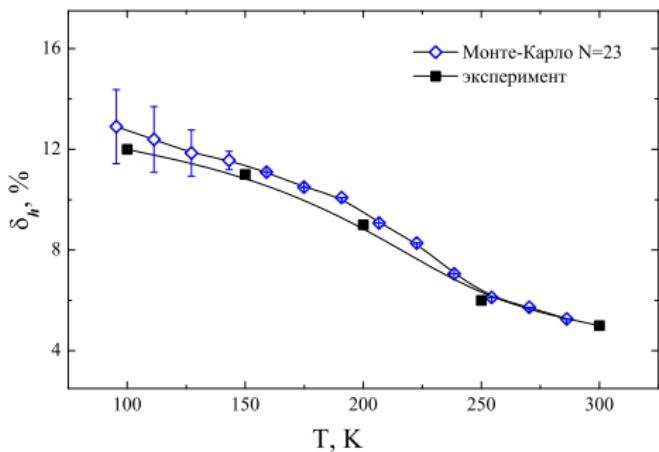


Рис. 24. Сравнение экспериментальной зависимости коэффициента магнитосопротивления для спин-вентильной структуры CFAS/Ag/CFAS/IrMn [35] с зависимостью вычисленной методами Монте-Карло

³⁵T. Furubayashi, K. Kodama, H. Sukegawa, Y. K. Takahashi, K. Inomata, and K. Hono, Appl. Phys. Lett. **93**, 122507 (2008).

- Продемонстрирован набор интересных эффектов магнитного упорядочения в тонких пленках;
- Фruстрированная 2d антиферромагнитная модель Гейзенберга демонстрирует неравновесное критическое поведение близкое к поведению 2d XY модели;
- Продемонстрировано осуществление эффектов старения в мультислойных магнитных структурах не только при их неравновесном критическом поведении при $T_s = T_c$, но и в широком диапазоне температур замораживания с $T_s < T_c$;
- Представленная методика позволяет предсказывать оптимальные толщины магнитных структур с эффектом гигантского магнитосопротивления;

- Большое спасибо организаторам школы-конференции;
- Исследования были поддержаны:
 - проектом РНФ 14-12-00562,
 - грантом Президента РФ МД-6024.2016.2,
 - проектом 1627 Министерства науки и образования РФ,
 - грантом РФФИ 16-32-00581-мол_a.
- Были использованы численные ресурсы:
 - Вычислительной лаборатории прикладной теоретической физики и параллельных вычислений ОмГУ, Омск;
 - Суперкомпьютерного центра МГУ, Москва;
 - Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН, Москва;
 - Суперкомпьютерного центра РАН, Санкт-Петербург.

Спасибо за внимание!

While theoreticians can easily turn fields on or off (or perform quenches) instantaneously and homogeneously throughout the sample, this may be difficult to realise experimentally [36].

³⁶ *Non-Equilibrium Phase Transitions Volume 2: Ageing and Dynamical Scaling Far from Equilibrium* / eds. M.Henkel, M.Pleimling, Series: Theoretical and Mathematical Physics. 1st Edition., 2010, XXIV, 544 p.

Многослойная структура

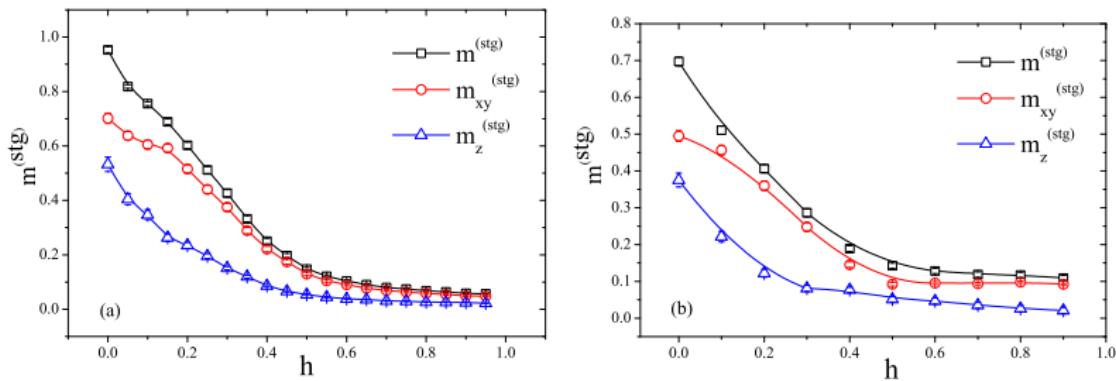


Рис. 25. Зависимость шахматной намагниченности от величины внешнего поля h_z для трехпленочной структуры (а) и спин - вентильной структуры (б) при температуре $T = 1.2$ и линейных размерах $N = 3$, $L = 32$

коэффициент магнитосопротивления:

$$\delta_h = \frac{R_{AP} - R_P}{R_P}, \quad (19)$$

где R_{AP} - сопротивление образца при антипараллельной ориентации намагнченностей ближайших ферромагнитных слоев, а R_P - сопротивление образца при параллельной ориентации намагнченностей ферромагнитных слоев.

- для трехпленочных структур с антиферромагнитной связью
 - R_{AP} при $h = 0$,
 - R_P при $h \geq h_s$, h_s – поля насыщения;
- для спиновых вентиляй
 - R_{AP} при $h \ll h_s$,
 - R_P при $h = 0$;

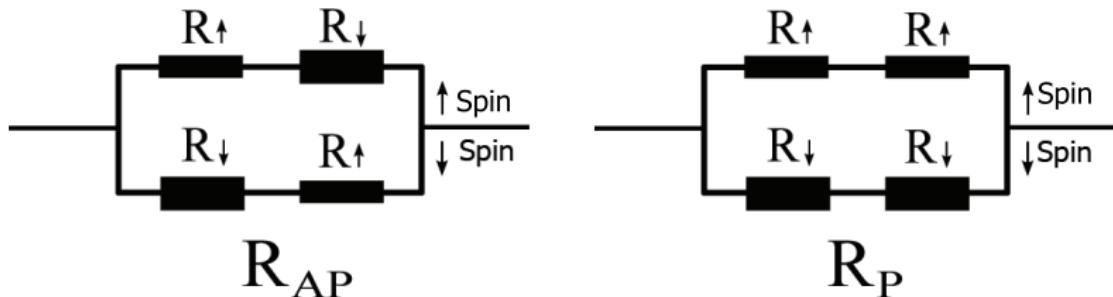


Рис. 26. Резисторная схема, позволяющая определять в рамках двухтоковой модели сопротивление для антипараллельной R_{AP} и параллельной R_P конфигураций намагниченостей пленок в трехслойной магнитной структуре

R_\uparrow и R_\downarrow – величина сопротивления для двух групп электронов со спином вверх и вниз при прохождении ферромагнитной пленки, соответственно;

$$R_{AP} = \frac{R_\uparrow + R_\downarrow}{2}, \quad R_P = \frac{2R_\uparrow R_\downarrow}{R_\uparrow + R_\downarrow}. \quad (20)$$

Коэффициент магнитосопротивления

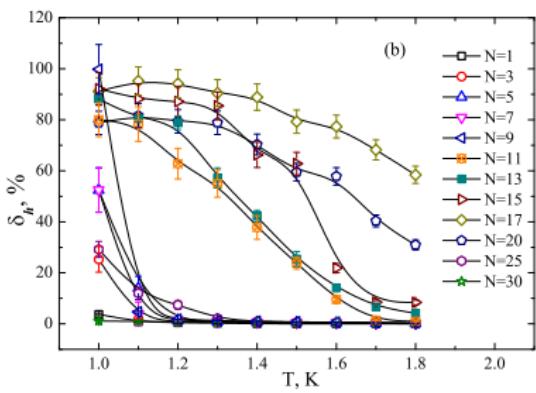
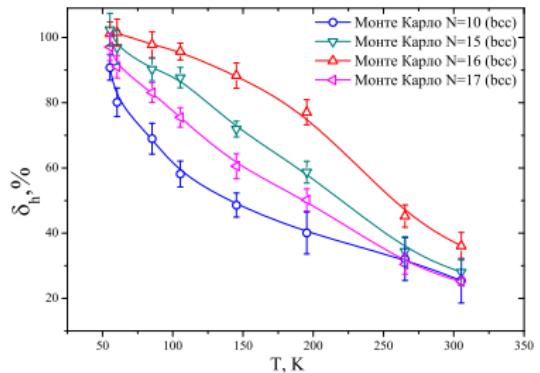


Рис. 27. Температурная зависимость коэффициента магнитосопротивления δ_h для трехпленочной структуры (а) и спинового вентиля (б) при различных толщинах N ферромагнитных пленок

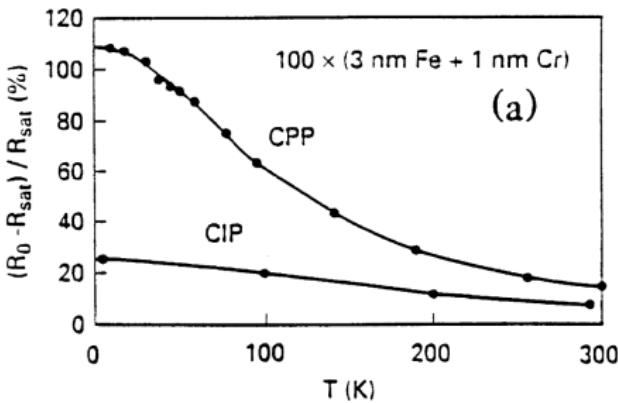


Рис. 28. Зависимости коэффициента магнитосопротивления для структуры Fe/Cr с CPP геометрией при толщине пленок железа в 3 нм [38]

³⁸J. Bass and W.P. Pratt, J. Magn. Magn. Mater. **200**, 274 (1999)

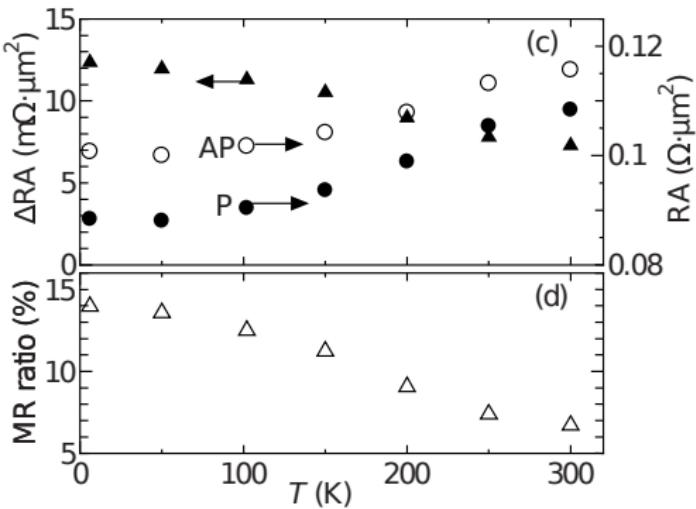


Рис. 29. Температурная зависимость магнитосопротивления для CFAS(20 нм)/Ag(5 нм)/CFAS(5 нм)/IrMn(10 нм) с антиферромагнитным слоем из сплава Ir₂₂Mn₇₈ [40]. CFAS – Co₂FeAl_xSi_{1-x}, ($T_c = 1170$ К для Co₂FeAl и $T_c = 1100$ К для Co₂FeSi)

⁴⁰T. Furubayashi, K. Kodama, H. Sukegawa, Y. K. Takahashi, K. Inomata, and K. Hono, Appl. Phys. Lett. **93**, 122507 (2008).