



Магнитные флуктуации в тонких пленках GaMnSb

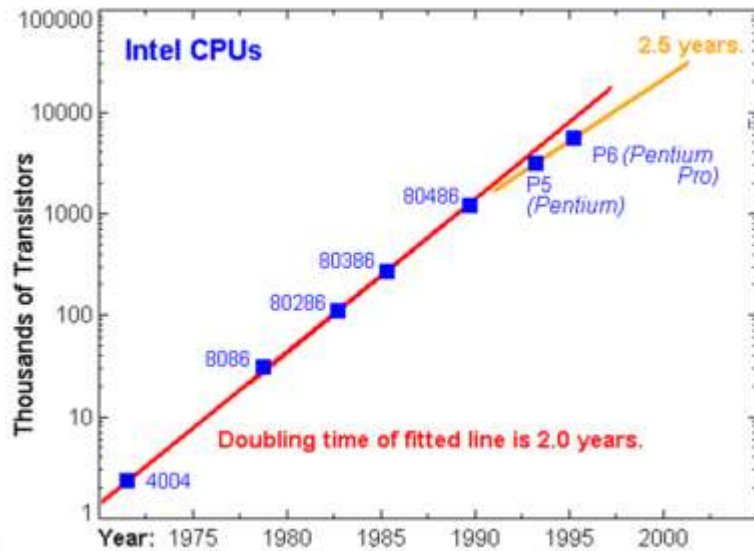
А.А. Филатов¹, А.Д. Таланцев², А.И. Дмитриев²

¹ Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,

² Институт проблем химической физики РАН

Черноголовка-2016

Спинтроника



Закон Мура

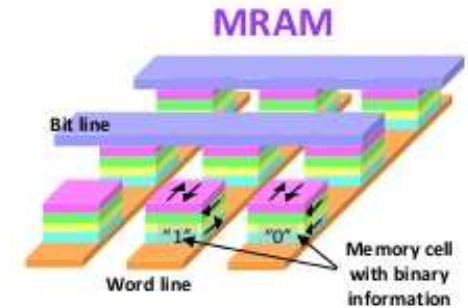
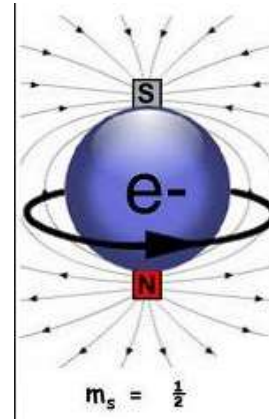
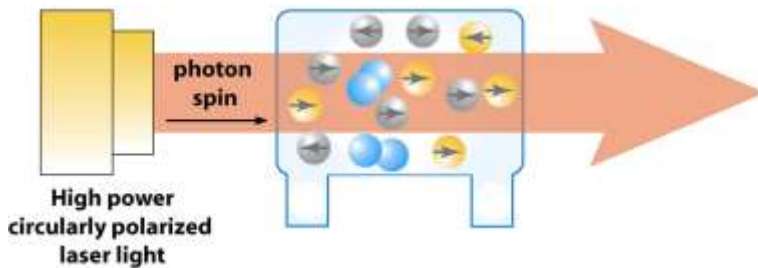


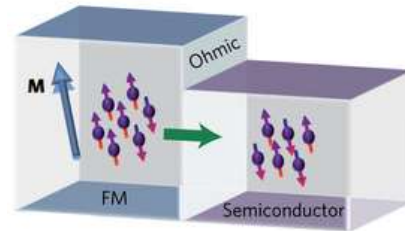
Схема MRAM

В последние два десятилетия наблюдается отклонение от закон Мура, обусловленное резко возросшим количеством тепла, выделяемого транзистором, отводить которое становится сложнее. Обойти эту трудность возможно, если кодировать информацию магнитными спинами. Соответствующее направление получило название – спинтроника, ключевыми направлениями которой являются создание и управление спиновой поляризацией носителей заряда в полупроводниках.

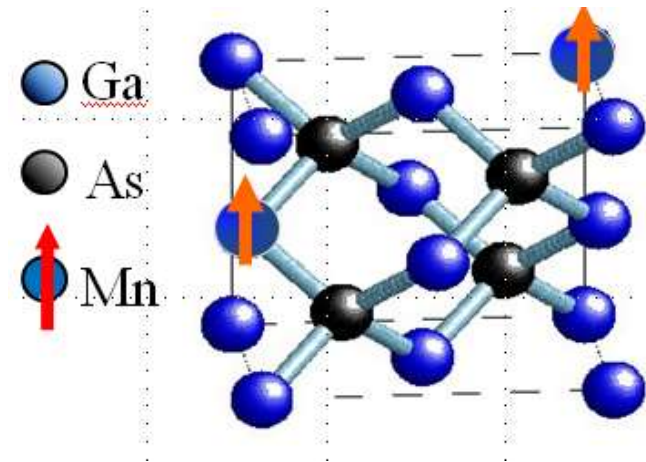
Спиновая поляризация



Оптическая ориентация



Спиновая инжекция

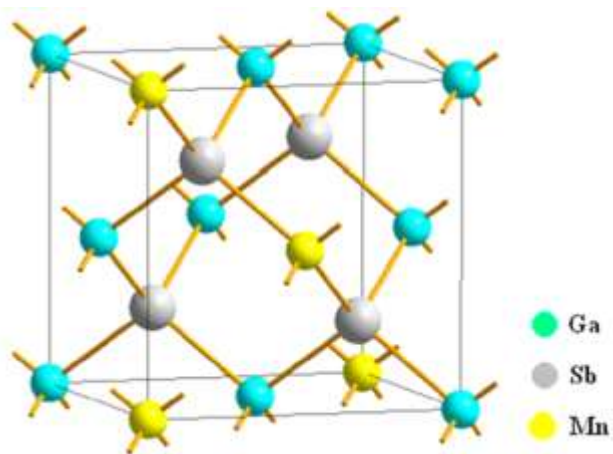


Разбавленные магнитные полупроводники

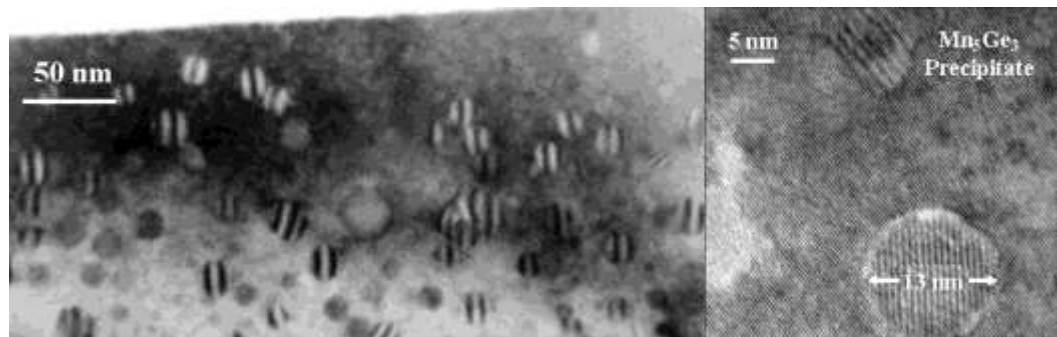
Спиновая поляризация может быть осуществлена несколькими способами:

1. **Оптическая ориентация:** освещением полупроводника поляризованным светом; вследствие закона сохранения момента импульса генерируемые носители заряда также будут поляризованными.
2. **Инжекция поляризованных носителей заряда из ферромагнитных металлов,** находящихся в контакте с полупроводником.
3. **Создание «собственной» спиновой поляризации** посредством обменного взаимодействия в разбавленных магнитных полупроводниках.

Разбавленные магнитные полупроводники



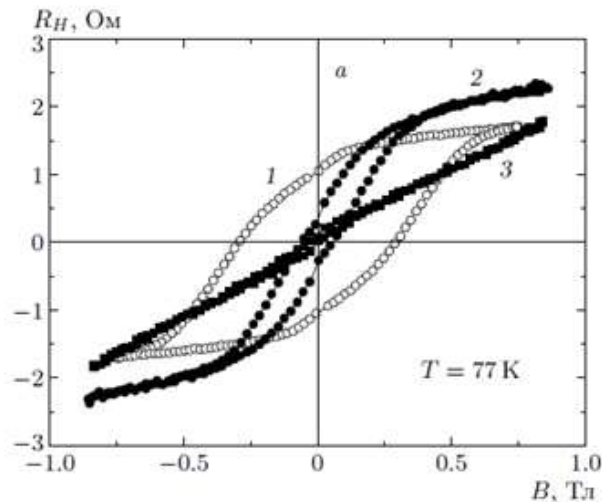
Структура разбавленного магнитного полупроводника GaMnSb



Микрофотографии, полученные с помощью просвечивающего электронного микроскопа, тонких пленок GeMn, содержащих кластеры Ge₃Mn₅.

Магнитные полупроводники – эффективная среда для создания спиновой поляризации носителей заряда. Однако величина косвенного обмена, поддерживающего спин-поляризованное состояние настолько мала, что соответствующие температуры Кюри значительно ниже комнатной (обычно ниже 110 К). Причина заключается в плохой растворимости примеси переходных металлов в полупроводниковой матрице и, как следствие, образовании различных кластеров вторичной фазы. Присутствие этих кластеров, зачастую ферромагнитных при комнатной температуре, обычно считалось вредным, так как кластеризация примеси приводит к обеднению подсистемы диспергированных ионов переходных металлов, а значит к понижению температуры Кюри.

Разбавленные магнитные полупроводники



Магнитополевые зависимости холловского сопротивления при комнатной температуре тонких пленок GaMnSb.

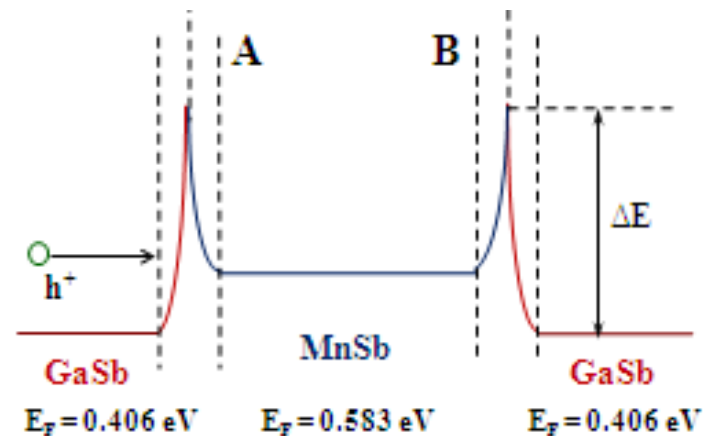
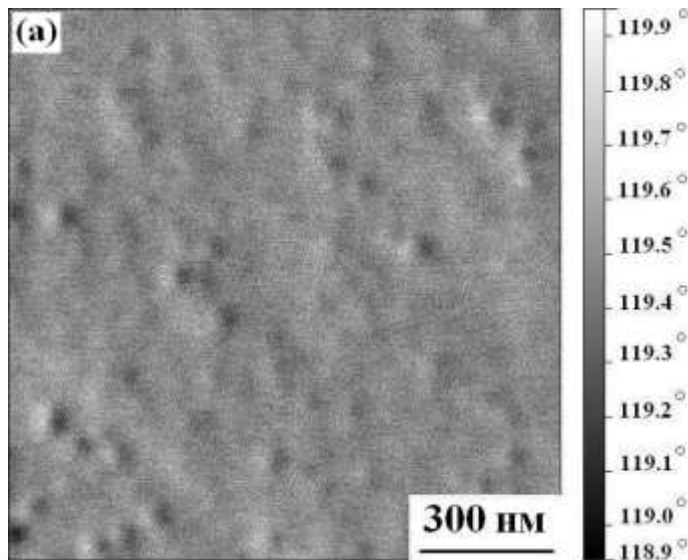


Схема барьера Шоттки GaSb-MnSb

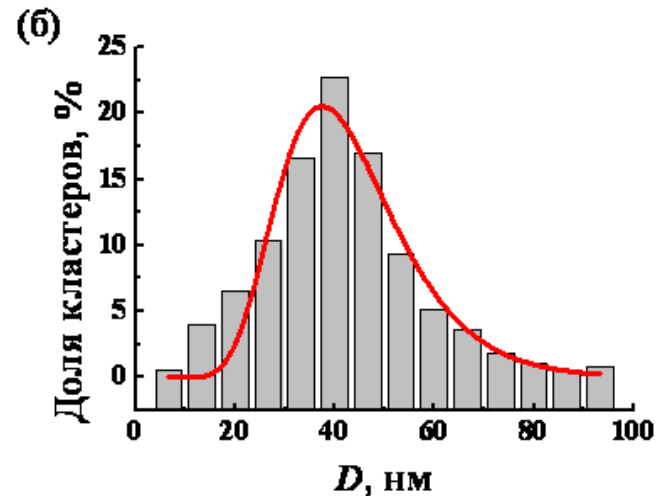
В тонких пленках GaMnSb, содержащих кластеры MnSb, обнаружен аномальный эффект Холла при комнатной температуре, свидетельствующий о спиновой поляризации носителей заряда и чувствительности ее к намагниченности кластеров. Ввиду того, что дальний магнитный порядок при комнатной температуре в образцах невозможен наблюдаемый эффект интерпретирован как поляризацию носителей заряда, туннелирующих через барьер Шоттки GaSb-MnSb.

В.В. Рыльков, Б.А. Аронзон, Ю.А. Данилов, Ю.Н. Дроздов, В.П. Лесников, К.И. Маслаков, В.В. Подольский. Особенности эффекта Холла в слоях GaMnSb, полученных осаждением из лазерной плазмы. ЖЭТФ 127, 838 (2005).

Тонкие пленки GaMnSb



Изображение поверхности тонкой пленки GaMnSb



Распределение кластеров MnSb по размеру

Тонкие пленки GaMnSb толщиной 90 нм были получены методом лазерного осаждения сплава GaSb – MnSb.

Цель: поиск влияния распределения кластеров MnSb по размерам на кинетику спонтанного перемагничивания тонких пленок GaMnSb.

Спонтанное перемагничивание



СКВИД магнитометр

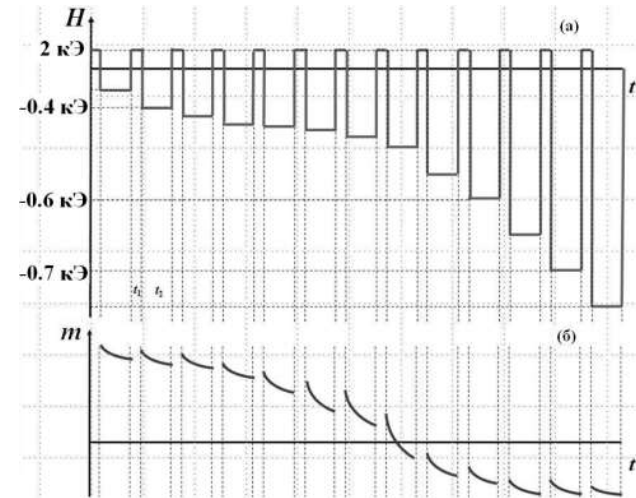
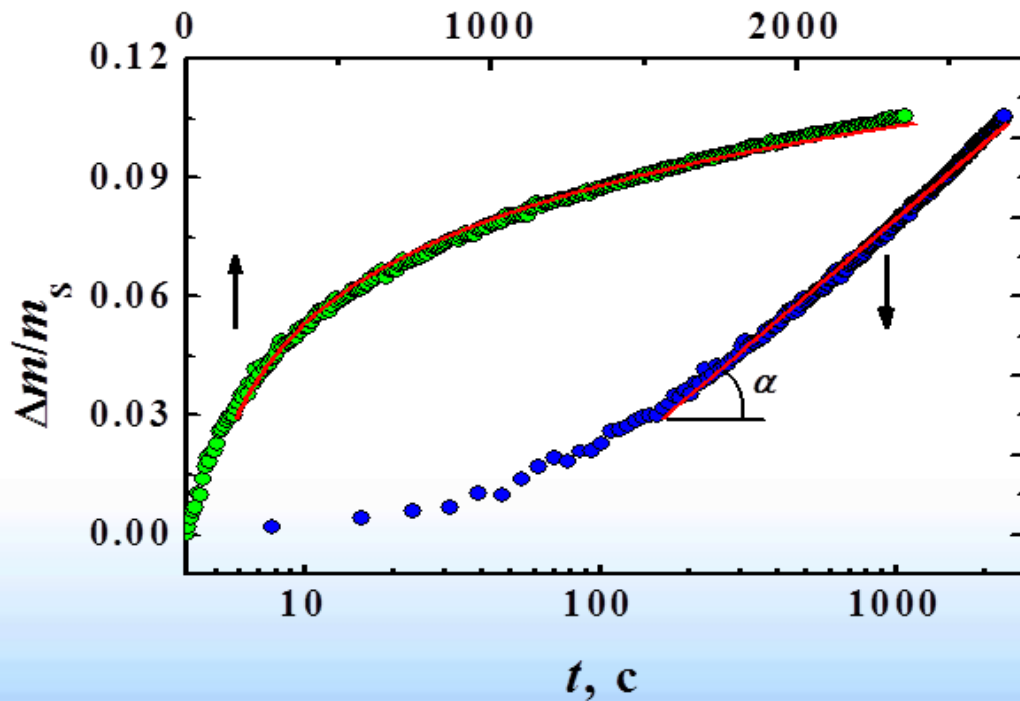


Схема переключения магнитного поля

С помощью СКВИД магнитометра были получены временные зависимости магнитного момента тонких пленок GaMnSb в различных магнитных полях $H = 100 - 1000$ Э. Вначале образец намагничивался в магнитном поле $H = 2$ кЭ, превышающем поле насыщения. После выдержки образца в магнитном поле $H = 2$ кЭ включалось поле, направленное против вектора магнитного момента образца. Затем происходила запись временной зависимости магнитного момента.

Временная зависимость магнитного момента



$$\frac{\Delta m}{m_s} \sim S \ln t$$

$$S = dm/d(\ln t)$$

$\Delta m(t)$ – приращение
магнитного момента

$m_s = 3,5\mu_B$ – магнитный
момент насыщения

S – магнитная вязкость

Временная зависимость магнитного момента

Экспоненциальная кинетика перемагничивания

Перемагничивание тонких пленок, содержащих кластеры, обусловлено термоактивированными «перескоками» через потенциальный барьер E_a . Это явление называется магнитной релаксацией, характерное время τ которой определяется законом Аррениуса:

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{E_a}{k_B T}\right)$$

Соответствующая временная зависимость магнитного момента описывается экспоненциальной функцией:

$$m(t) = m_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$$

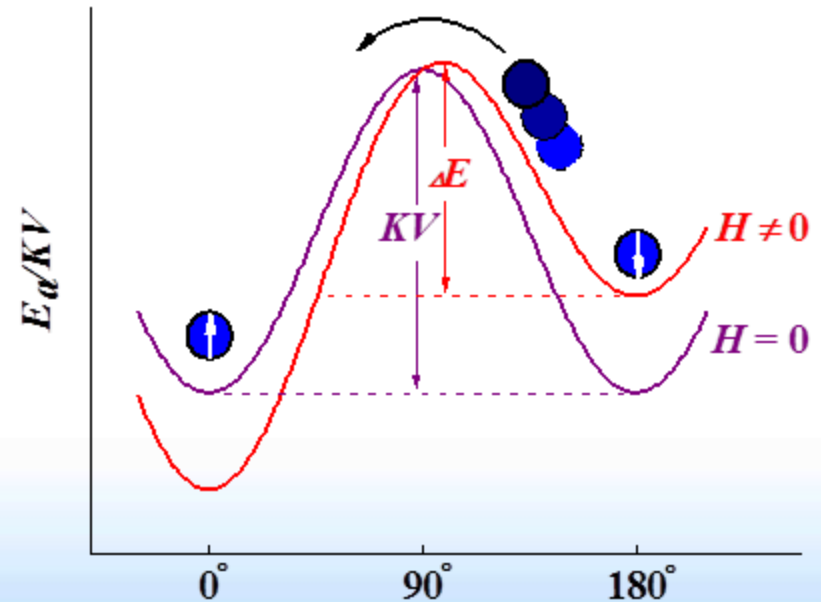
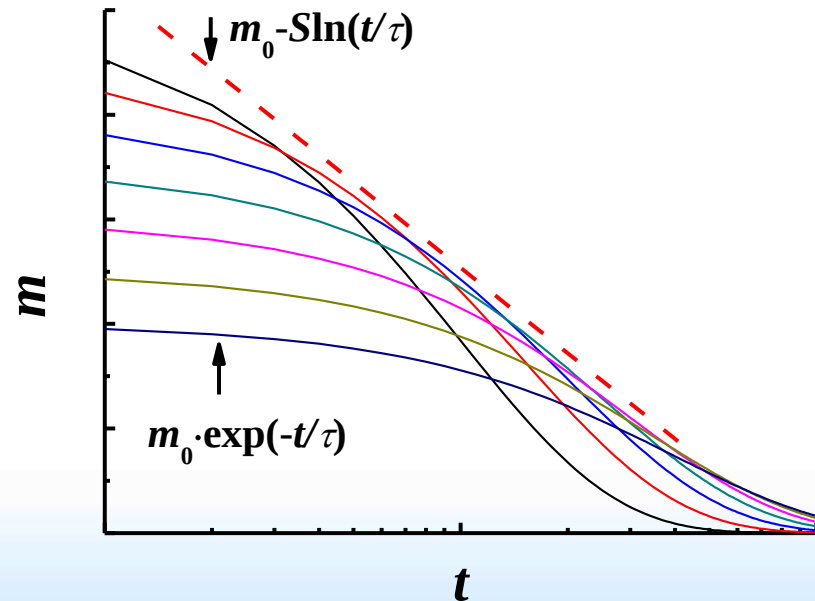


Схема энергетического барьера E_a

Логарифмическая кинетика перемагничивания

Логарифмическая кинетика перемагничивания есть результат суперпозиции множества релаксационных процессов, описываемых экспоненциальными функциями с определенным временем релаксации τ .

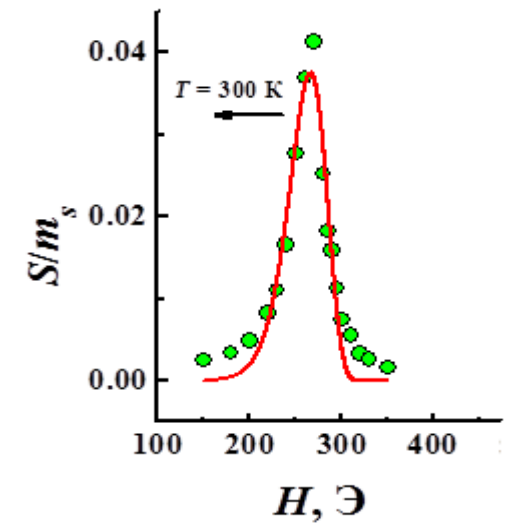
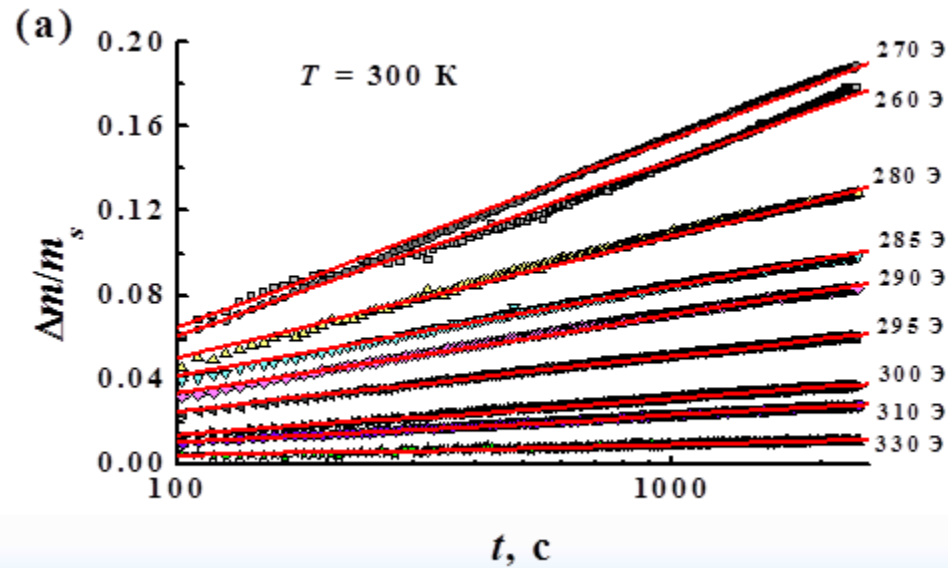


$$\frac{\Delta m}{m_0} = \int f(V) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) dV \propto S \ln t$$

$$\frac{S(T)}{m_s} = \frac{T}{25T_b} f(V_c) V_c \quad - \quad \text{Магнитная вязкость}$$

$$V_c = 25k_B T/K - \text{критический объем}$$

Временные зависимости магнитного момента



Временные зависимости магнитного момента

Зависимость магнитной
вязкости от напряженности
магнитного поля

$$\frac{S(T)}{m_s} = \frac{T}{25T_b \left(1 - \frac{H}{H_a}\right)^2} \frac{1}{\sqrt{2\pi \ln \sigma}} \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{\ln \frac{T}{T_b \left(1 - \frac{H}{H_a}\right)^2}}{\ln \sigma} \right)^2 \right)$$

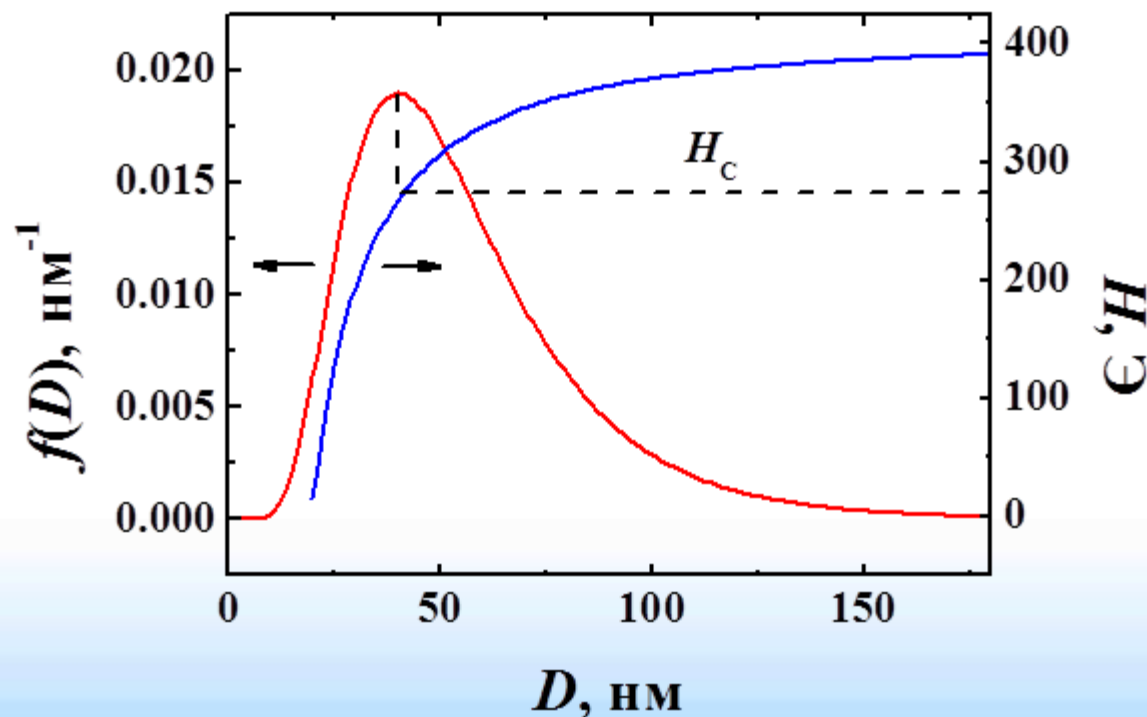
$$K = (3.2 \pm 1.1) \cdot 10^4 \text{ эрг/см}^3$$

Выводы

- Измерены временные зависимости магнитного момента в широком диапазоне температур и магнитных полей.
- Установлено, что временные зависимости магнитного момента спрямляются в полулогарифмических координатах.
- Угловой коэффициент прямых соответствует магнитной вязкости S .
- Исследованы температурные и полевые зависимости магнитной вязкости $S(T, H)$.
- Установлено, что характер зависимостей $S(T, H)$ определяется логнормальным распределением кластеров MnSb по размерам $f(D)$.
- Из зависимостей $S(T, H)$ определена константа магнитной анизотропии $\sim 3.2 \cdot 10^4$ эрг/см³.

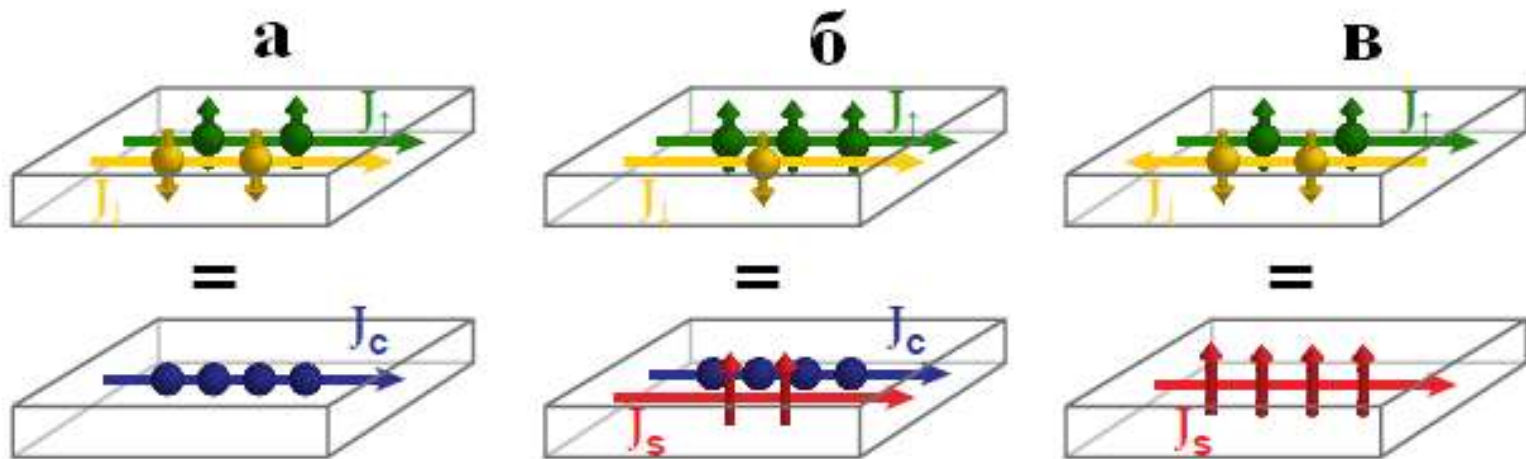
СПАСИБО ЗА ВНИМАНИЕ!

Сканирование магнитной анизотропии магнитным полем



Функция распределения кластеров по диаметру и зависимость, обратная зависимости критического диаметра кластеров от напряженности магнитного поля $D_c(H)$ при температуре $T = 300$ К. Вертикальной пунктирной линией отмечена мода функции распределения. Горизонтальной пунктирной линией отмечено значение напряженности магнитного поля, в котором наблюдается максимум на зависимости $S(H)$ при температуре $T = 300$ К (близко к значению коэрцитивной силе при данной температуре).

Спиновый ток



Виды токов: а) обычный электрический ток J_c (токи частиц со спинами вверх $J_\uparrow$ и вниз $J_\downarrow$ одинаковы по величине $J_\uparrow = J_\downarrow$ и направлены в одну сторону), б) спин-поляризованный ток (токи частиц со спинами вверх $J_\uparrow$ и вниз $J_\downarrow$ направлены в одну сторону, но неодинаковы по величине $J_\uparrow > J_\downarrow$), в) спиновый ток (токи частиц со спинами вверх $J_\uparrow$ и вниз $J_\downarrow$ направлены навстречу друг другу и одинаковы по величине $J_\uparrow = J_\downarrow$)

Получение образцов

Тонкие пленки GaMnSb толщиной 90 нм и площадью $\sim 1 \text{ см}^2$, были получены из системы GaSb – MnSb эвтектического состава, методом импульсного лазерного осаждения в условиях высокого вакуума при температуре 100 °С

В качестве подложек использовался монокристаллический Al_2O_3 . После напыления образец был подвергнут отжигу при температуре 350 °С в течение 30 мин. Структура и состав тонких пленок контролировались сканирующим зондовым микроскопом и сканирующим электронным микроскопом. Химический состав в приповерхностных слоях пленок был определен методом энергодисперсионной спектроскопии.

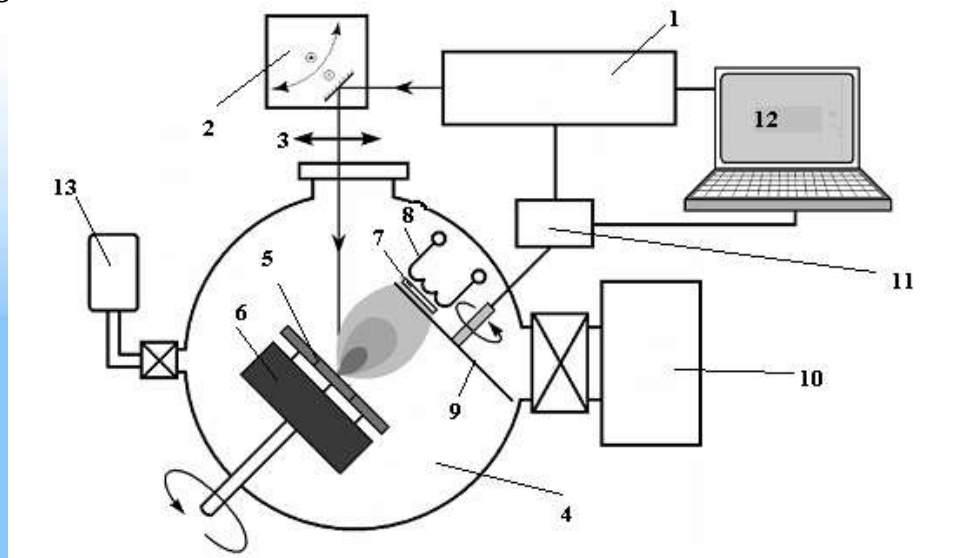


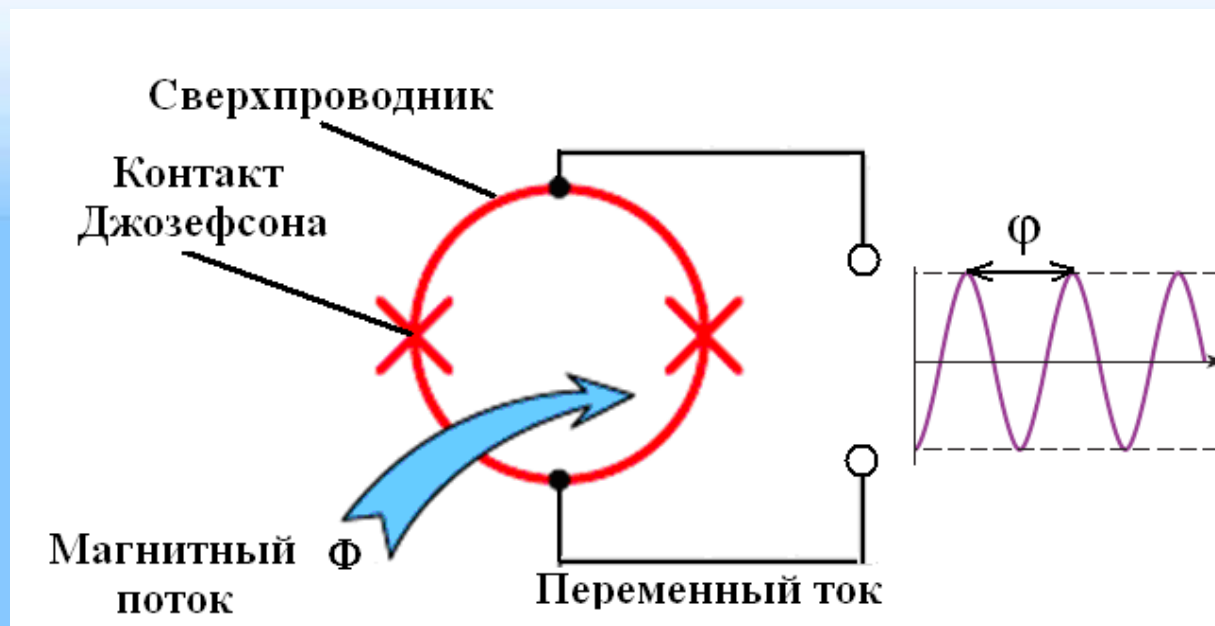
Схема установки импульсного лазерного осаждения: (1) Nd:YAG лазер, (2) сканер, (3) линза, (4) вакуумная камера, (5) мишень, (6) датчик мишени, (7) подложка, (8) нагреватель подложки, (9) сепаратор микрочастиц, (10) вакуумный насос, (11) система синхронизации, (12) компьютер, (13) система впуска газа.

ИОНХ РАН, г. Москва, С. Ф. Маренкин и др..
ИПЛИТ РАН, г. Шатура, О. А. Новодворский и др.

Устройство СКВИДа

Действие прибора основано на явлении квантования магнитного потока в сверхпроводящем кольце с включенными в него контактами Джозефсона (два сверхпроводника, разделенных тонким слоем диэлектрика), а именно на нестационарном эффекте Джозефсона.

Через контакты Джозефсона пропускается постоянный электрический ток, больший критического значения I_C , и измеряется постоянное напряжение на контакте, которое зависит от магнитного потока через сверхпроводящее сенсорное кольцо, создаваемого исследуемым образцом. Магнитный поток в свою очередь преобразуется в магнитный момент m исследуемого образца.



Эффекты Джозефсона

Работа СКВИДа описывается двумя соотношениями Джозефсона:

$$I = I_C \sin \varphi$$

– стационарный

$$U = \frac{h}{2e} \frac{\partial \varphi}{\partial t} = \Phi_0 \frac{\partial \varphi}{\partial t}$$

– нестационарный

$h = 6.626 \cdot 10^{-27}$ эрг·с – постоянная Планка

$e = 1.602 \cdot 10^{-19}$ Кл – элементарный электрический заряд

$\Phi_0 = h/2e = 2.068 \cdot 10^{-15}$ Вб – квант магнитного потока

$\varphi = 2\pi\Phi/\Phi_0$ – скачок фазы волновой функции сверхпроводящих электронов на контакте Джозефсона

Φ – магнитный поток через сверхпроводящее сенсорное кольцо

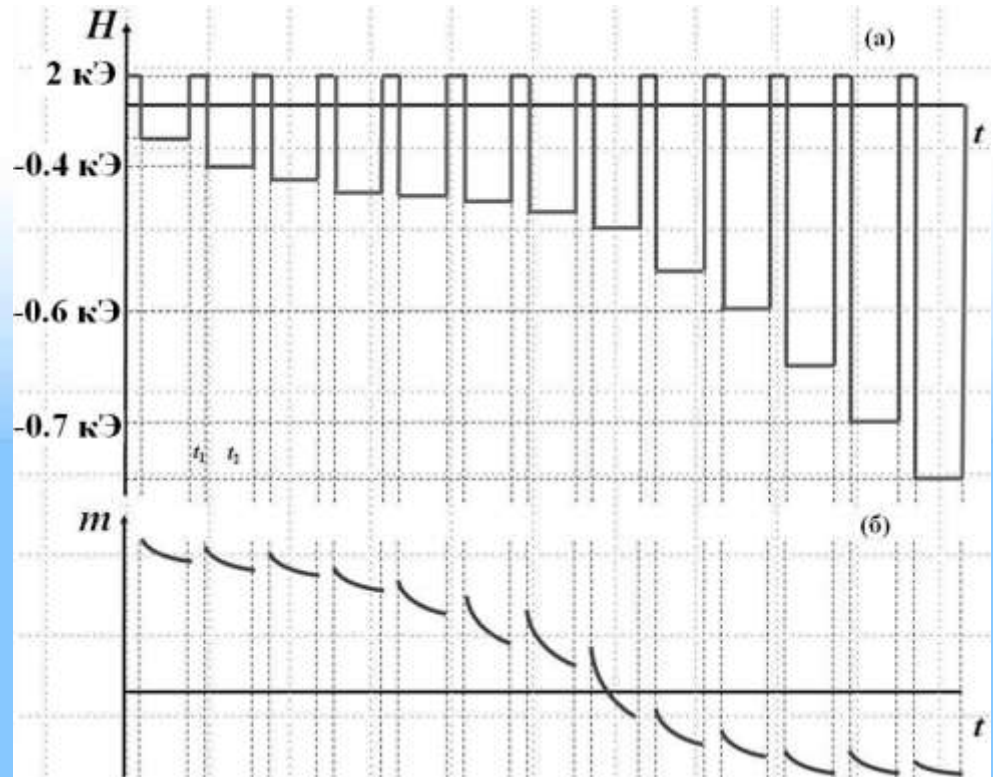
Стационарный эффект Джозефсона – если $I < I_C$, падение напряжения на контакте отсутствует (электроны проводимости проходят через диэлектрик без сопротивления за счёт туннельного эффекта).

Нестационарный эффект Джозефсона – если $I > I_C$, на контакте возникает падение напряжения U , и через контакт при этом протекает осциллирующий ток.

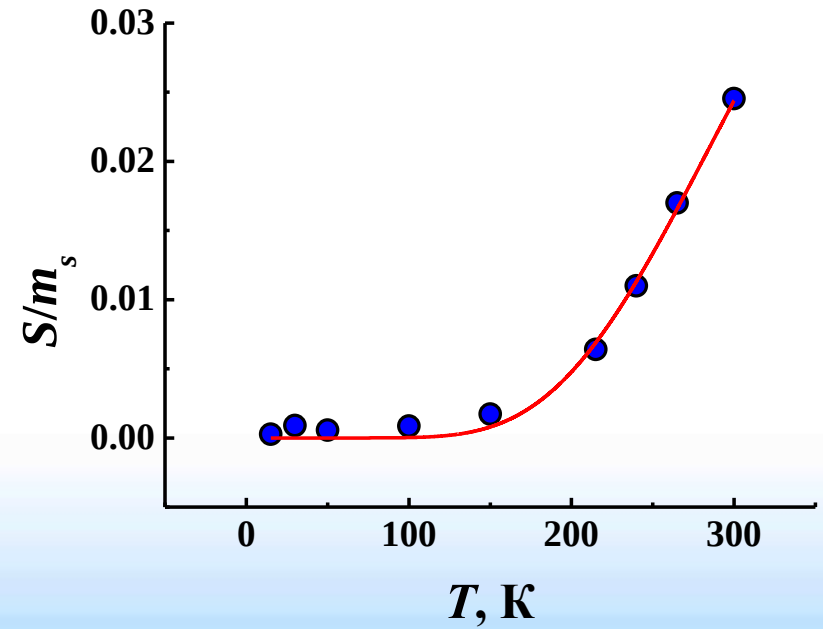
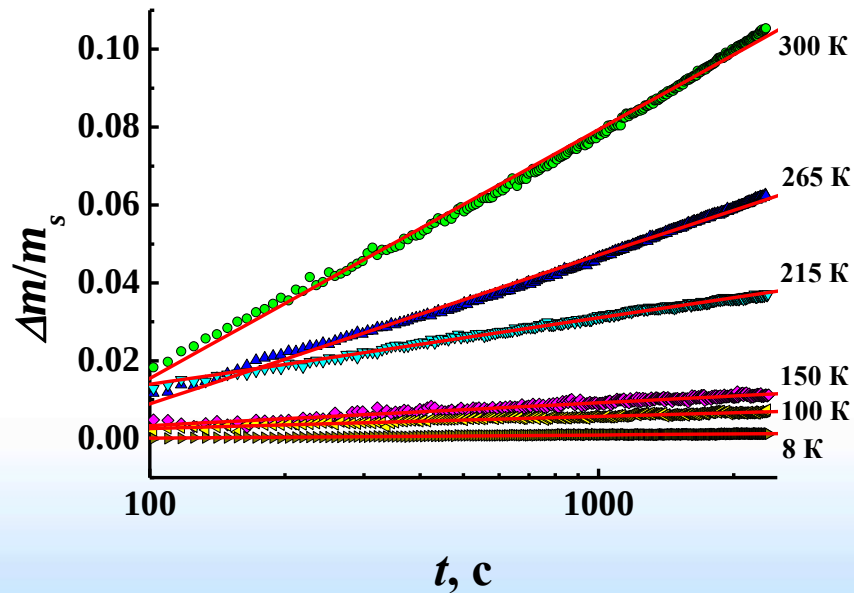
Методика измерений

С помощью СКВИД магнитометра (были получены временные зависимости магнитного момента $m(t)$ тонких пленок GaMnSb в интервале температур $T = 2 - 390$ К в различных магнитных полях $H = 100 - 1000$ кЭ. Вначале образец намагничивался в магнитном $H = 2$ кЭ (превышающем поле насыщения). Время t_1 экспозиции образца в магнитном поле составляло 300 с.

После выдержки образца в магнитном поле $H = 2$ кЭ в течение $t_1 = 300$ с включалось поле, направленное против вектора магнитного момента образца. Время развертки поля составляло около 90 с. После установки отрицательного магнитного поля, происходила запись временной зависимости магнитного момента. Длительность t_2 измерения зависимостей $m(t)$ составляла 2400 с. Были выполнены около десяти циклов перемагничивания.



Температурная зависимость магнитной вязкости



$$\frac{S(T)}{m_s} = \frac{T}{25T_b} \frac{1}{\sqrt{2\pi \ln \sigma}} \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{\ln \frac{T}{T_b}}{\ln \sigma} \right)^2 \right)$$

σ – среднее квадратическое отклонение

m_s – магнитный момент насыщения

S – магнитная вязкость

T_b – температура блокировки

T – температура

Определение константы анизотропии

Из аппроксимации зависимостей $S(H)$ были определены температура блокировки $T_b = 395$ К и среднеквадратическое отклонение $\sigma = 1.9$, а также поле магнитной анизотропии $H_a = 350$ Э.

Зная поле магнитной анизотропии и намагниченность насыщения, соответствующей магнитному моменту насыщения $m_s = 3.2 \mu_B$, можно оценить константу магнитной анизотропии согласно формуле $H_A = 2K/M_S$. При температуре $T = 300$ К константа магнитной анизотропии $K = 3.2 \cdot 10^4$ эрг/см³.