

Релаксация спина марганца в ферромагнитном (Ga,Mn)As

И.В. Крайнов^{1,2}, Н.С. Аверкиев¹, Е. Lähderanta²

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, г. Санкт-Петербург, 194021, Россия

E-mail: igor.kraynov@mail.ru

Lappeenranta University of Technology, P.O. Box 20, Lappeenranta FI-53851, Finland

Статья поступила в редакцию 6 декабря 2016 г., опубликована онлайн 24 февраля 2017 г.

В работе предложена теория спиновой релаксации $3d^5$ -электронов марганца в (Ga,Mn)As, включая ферромагнитную и парамагнитную фазы. В арсениде галлия, легированном марганцем, дырки проявляют себя двойко: как переносчики магнитного взаимодействия между центрами марганцев и как канал для их спиновой релаксации. Сильное спин-орбитальное взаимодействие дырок приводит к коротким временам их спиновой релаксации, а обменное взаимодействие дырок с $3d^5$ -электронами марганца вызывает его быструю спиновую релаксацию. Данный механизм спиновой релаксации марганца доминирует в ферромагнитной фазе, а в парамагнитной фазе основной механизм спиновой релаксации Mn обусловлен флуктуациями спина дырок.

Запропоновано теорію спінової релаксації $3d^5$ -електронів марганцю в (Ga,Mn)As, включаючи феромагнітну та парамагнітну фази. У арсеніді галію, який леговано марганцем, дірки проявляють себе двойко: як переносники магнітної взаємодії між центрами марганців і як канал для їх спінової релаксації. Сильна спин-орбітальна взаємодія дірок призводить до коротких часів їх спінової релаксації, а обмінна взаємодія дірок з $3d^5$ -електронами марганцю викликає його швидку спінову релаксацію. Цей механізм спінової релаксації марганцю домінує у феромагнітній фазі, а в парамагнітній фазі основний механізм спінової релаксації Mn обумовлено флуктуаціями спіна дірок.

PACS: 75.50.Pr Магнитные полупроводники;

75.78.-n Динамика намагниченности.

Ключевые слова: разбавленные магнитные полупроводники, спиновая релаксация, ферромагнитный резонанс.

Введение

Разбавленный магнитный полупроводник (РМП) (Ga,Mn)As с ферромагнетизмом, обусловленным дырками [1], представляет собой идеальный материал для изучения сильно коррелированных неупорядоченных спиновых систем. Важные характеристики данного материала, такие как спиновая релаксация $3d^5$ -электронов марганца и его g -фактор, не вполне изучены, хотя существует множество способов экспериментально исследовать магнитные возбуждения в данной системе. В первую очередь, ферромагнитный резонанс (ФМР) [2,3], сверхбыстрый магнитооптический керр-эффект (МОКЭ) [4–6], пикосекундные импульсы деформации [7], комбинационное рассеяние с переворотом спина (КРПС) [8].

Спиновая динамика в ферромагнитном (Ga,Mn)As была изучена экспериментально методом ФМР, и эф-

фективный g_{eff} -фактор, характеризующий связанную систему, состоящую из спинов дырок и марганцев, равен $g_{\text{eff}} = 1,92 \pm 0,04$ [9] и $g_{\text{eff}} = 1,91$ [10]. Измеренная величина g_{eff} в хорошем согласии с теоретическим предсказанием $g_{\text{eff}} = 1,90$ [11]. Из анализа данных МОКЭ [12–14] время поперечной спиновой релаксации τ_{Mn} было оценено ~ 300 – 400 пс. Неравновесная спиновая динамика дырок в ферромагнитном (Ga,Mn)As была изучена с помощью сверхбыстрого МОКЭ и позволила измерить время спиновой релаксации дырок $\tau_h \sim 0,2$ пс [15]. Другим хорошим экспериментальным методом для исследования является КРПС. Метод был применен к образцам с одиночными центрами марганца для изучения их тонкой структуры [16] и к ферромагнитному (Ga,Mn)As для прямого измерения эффективного g -фактора марганца, времени поперечной спиновой релаксации, его температурной и магнитопольевой зависимости. В частности, было пока-

зано отсутствие зависимости от магнитного поля времени спиновой релаксации марганца.

В настоящей работе представлена теория релаксации спина $3d^5$ -электронов марганца и перенормировки g -фактора в ферромагнитной и парамагнитной фазах. Развитая модель базируется на теории среднего поля и описывает неупорядоченный (Ga,Mn)As как две магнитные сильно коррелированные подсистемы. Это приводит к уменьшению g -фактора при температурах ниже температуры ферромагнитного перехода и выходит на насыщение в парамагнитной фазе. Для описания спиновой релаксации марганца необходимо учитывать спиновые флуктуации дырок, что позволяет описать температурную зависимость во всем диапазоне, включая ферромагнитную и парамагнитную фазы. Развитая теория может быть применена к другим РМП с несколькими магнитными подсистемами.

Теория

Исследуемый в данной работе РМП содержит порядка $1\% < x < 8\%$ атомных процентов марганца с ферромагнитным переходом при температуре T_C . Хорошо известно, что ферромагнетизм в (Ga,Mn)As обусловлен дырками, вызывающими корреляции спинов марганца [1]. Взаимодействие с дырками также приводит к модификации g -фактора марганца и его спиновой релаксации. Для изучения спиновой релаксации и модификации g -фактора марганца рассмотрим (Ga,Mn)As во внешнем стационарном, однородном магнитном поле и динамику намагниченности при выведении системы из состояния равновесия. Спиновую динамику (Ga,Mn)As во внешнем магнитном поле можно описывать в приближении среднего поля [17] как две магнитные подсистемы. Первая состоит из спинов $3d^5$ внутренней оболочки Mn^{2+} с g -фактором $g_S = 2,01$ и намагниченностью M_S . Вторая подсистема — это дырки, характеризующиеся параметрами g_J и M_J . Уравнения движения для магнитных подсистем общего вида в режиме малых отклонений имеют вид

$$\frac{d\mathbf{M}_S}{dt} = C_1 \frac{\mu_B g_S}{\hbar} \mathbf{M}_S \times \Delta \mathbf{M}_S + C_3 \frac{\mu_B g_S}{\hbar} \mathbf{M}_S \times \Delta \mathbf{M}_J + \frac{\mu_B g_S}{\hbar} \mathbf{B} \times \mathbf{M}_S - \frac{\lambda \mu_B g_S}{\hbar} \mathbf{M}_J \times \mathbf{M}_S, \quad (1)$$

$$\frac{d\mathbf{M}_J}{dt} = C_2 \frac{\mu_B g_J}{\hbar} \mathbf{M}_J \times \Delta \mathbf{M}_J + C_3 \frac{\mu_B g_J}{\hbar} \mathbf{M}_J \times \Delta \mathbf{M}_S + \frac{\mu_B g_J}{\hbar} (\mathbf{B} + \mathbf{B}_{an}) \times \mathbf{M}_J - \frac{\lambda \mu_B g_J}{\hbar} \mathbf{M}_S \times \mathbf{M}_J + D \Delta \mathbf{M}_J - \gamma_h (\mathbf{M}_J - \mathbf{M}_J^0). \quad (2)$$

Первые два слагаемых описывают спиновые волны. Константы C_i описывают спектр спиновых волн, типичные значения для (Ga,Mn)As лежат в диапазоне

$10^{-12} - 10^{-13} \text{ см}^2$ [18–20]. Слагаемые, содержащие λ , описывают взаимодействие между двумя магнитными подсистемами, и типичная величина составляет $\lambda \sim 10^3 - 10^4$ [8]. В уравнение (2) также включена спиновая диффузия $D \sim 0,1 - 0,2 \text{ см}^2/\text{с}$ [8], частота спиновой релаксации дырок $\gamma_h \sim 1,1 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ [8,15], связанная с сильным спин-орбитальным взаимодействием в валентной зоне GaAs, и поле магнитной анизотропии \mathbf{B}_{an} [8,12–14], связанное со сложной валентной зоной. Типичная величина намагниченности в (Ga,Mn)As равна $M_S \sim 100 \text{ Гс}$, что обусловлено преимущественно марганцевой подсистемой, так как спиновая поляризация дырок мала, $M_J/M_S \lesssim 0,1$ [8,21]. Будем считать, что внешнее магнитное поле в уравнениях (1), (2) направлено по оси z . Эффективный g -фактор марганца и его спиновая релаксация могут быть определены из вещественной и мнимой частей собственного значения системы (1), (2). Будем решать уравнения движения, предполагая внешнее магнитное поле большим по сравнению с полем магнитной анизотропии $B \gg B_{an}$. Магнитная анизотропия вносит малый, не зависящий от магнитного поля вклад в частоту прецессии марганца, которым мы пренебрежем.

Уравнения движения намагниченности нелинейные, однако в пределе малых отклонений от равновесия они могут быть линеаризованы. Усреднение системы (1), (2) и ее решение с точностью до линейных слагаемых по отклонению намагниченностей от равновесного положения позволяет описать модификацию g -фактора марганца. Однако этого оказывается недостаточно для описания релаксации спина марганца при температурах выше температуры Кюри, и необходим учет нелинейных слагаемых. Нелинейные слагаемые приводят к двум эффектам. Первый связан с нелинейной когерентной динамикой. Это проявляется в генерации второй гармоники и зависимости частоты прецессии от амплитуды, которой можно пренебречь в случае режима малых отклонений. Второй эффект связан с наличием флуктуаций намагниченности, что и приводит к дополнительному вкладу в спиновую релаксацию. В режиме малых отклонений намагниченности от положения равновесия эти эффекты могут рассматриваться независимо. Для учета вклада нелинейных слагаемых решим уравнения (1), (2) для z -компоненты намагниченности и подставим $M_{S,J}^z$ в уравнения для поперечных $M_{S,J}^\pm$ компонент. Теперь мы можем усреднить получившиеся уравнения движения. Представим намагниченность в виде $\mathbf{M}_i = \mathbf{M}_i^0 + \mathbf{M}_i(t) + \delta \mathbf{M}_i(x,t)$, где \mathbf{M}_i^0 — равновесная намагниченность, $\mathbf{M}_i(t)$ — однородная в пространстве намагниченность, описывающая прецессию во внешнем однородном магнитном поле, $\delta \mathbf{M}_i(x,t)$ — флуктуации намагниченности, по которым будет сделано усреднение с функцией распределения, показанной ниже. При этом мы полагаем $M_i^0 \gg M_i(t)$, $\delta M_i(x,t)$. Так как спин марганца взаимо-

действует преимущественно со спином дырок, а дырки обладают сильным спин-орбитальным взаимодействием, можно рассматривать флуктуации только дырочной подсистемы. Для удобства введем следующие обо-

значения: $\lambda_S = g_S \lambda_{\mu_B} / \hbar$, $\lambda_J = g_J \lambda_{\mu_B} / \hbar$, $\omega_B = B \mu_B / \hbar$. После усреднения получаются следующие уравнения движения намагниченности:

$$\begin{cases} \frac{dM_S^+(t)}{dt} = i(g_S \omega_B - \lambda_S M_J^0) M_S^+(t) - \int d\tau I(t-\tau) M_S^+(\tau) + i \lambda_S M_S^0 M_J^+(t), \\ \frac{dM_J^+(t)}{dt} = i \lambda_J M_J^0 M_S^+(t) + \frac{g_J}{g_S} \int d\tau I(t-\tau) M_S^+(\tau) + i(g_J \omega_B - \lambda_J M_S^0 + i \gamma_h) M_J^+(t), \end{cases} \quad (3)$$

где
$$I(t-\tau) \approx \frac{\lambda_S^2}{2} \langle \delta M_J^+(x,t) \delta M_J^-(x,\tau) \rangle. \quad (4)$$

В выражении (4) пренебрегли слагаемыми, пропорциональными C_i , малыми по параметру $C_i k_f^2 / \lambda \ll 1$, где k_f^{-1} — характерная длина флуктуаций. Из-за однородности системы по времени в (3) использована зависимость от разности времен. Усреднение $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по флуктуациям намагниченности с эффективным гамильтонианом:

$$\mathcal{H}(\delta M_J) = \frac{C_J}{2} \frac{\partial \delta M_J^i}{\partial x_j} \frac{\partial \delta M_J^j}{\partial x_i} + \frac{\alpha_J}{2} \delta M_J^i \delta M_J^i, \quad (5)$$

$$\langle f(\delta M_J) \rangle = \frac{\int D[\delta M_J] f(\delta M_J) e^{-\int dV \mathcal{H}(\delta M_J)}}{\int D[\delta M_J] e^{-\int dV \mathcal{H}(\delta M_J)}}. \quad (6)$$

Выражение (6) справедливо только для усреднения одновременных полей намагниченностей. В систему уравнений динамики намагниченностей (3) входят корреляторы от полей с разными моментами времени, для этого необходимо выразить значение поля в момент времени t через время τ , используя уравнения движения для флуктуаций:

$$\frac{d\delta M_J^+}{dt} = [i g_J \omega_B - \gamma_h] \delta M_J^+ + D \Delta \delta M_J^+, \quad (7)$$

$$\delta M_J^+(x,t) = \int dx' G_J(t-\tau, x-x') \delta M_J^+(x',\tau). \quad (8)$$

Тогда мы можем найти фурье-образ искомого коррелятора:

$$I(\omega) = 2\lambda_S^2 \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^4} \frac{T}{(i\omega + Dk^2 + \gamma_h)(C_J k^2 + \alpha_J)}. \quad (9)$$

Эффективный g -фактор марганца и его время спиновой релаксации $1/\gamma$ в предположении $\gamma_h \gg \mu_B g_i B / \hbar$:

$$g_{\text{eff}}(T, B) \approx g_S - (g_S - g_J) \frac{\lambda_S M_J^0 (\lambda_J M_S^0 + \lambda_S M_J^0)}{(\lambda_J M_S^0 + \lambda_S M_J^0)^2 + \gamma_h^2}, \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \gamma(T, B) \approx & \frac{\lambda_S^2 T}{(2\pi)^2 (C_J \sqrt{D\gamma_h} + D\sqrt{\alpha_J C_J})} + \\ & + \gamma_h \frac{\lambda_S M_J^0 (\lambda_J M_S^0 + \lambda_S M_J^0)}{(\lambda_J M_S^0 + \lambda_S M_J^0)^2 + \gamma_h^2}. \end{aligned} \quad (11)$$

Для описания зависимости намагниченности подсистем спинов марганца и дырок от внешнего магнитного поля и температуры мы можем воспользоваться сильной разницей в их величинах [1] $M_J^0 / M_S^0 \ll 1$. Для простоты положим данное соотношение не зависящем от температуры и магнитного поля. Воспользуемся эффективным гамильтонианом Ландау для описания зависимости однородной части намагниченности (Ga,Mn)As от внешнего поля:

$$H_{\text{eff}} = \alpha \frac{T - T_C}{T_C} M_S^2 + \beta M_S^4 - B M_S, \quad (12)$$

T_C — температура Кюри, α, β — феноменологические параметры. В эффективный гамильтониан (12) также должны входить слагаемые, содержащие M_J , однако из-за большой разницы в величинах дырочной и марганцевой подсистем мы пишем в (12) намагниченность только марганцевой подсистемы.

Обсуждение

Для построения температурной и полевой зависимостей намагниченности для гамильтониана Ландау (12) были выбраны следующие параметры: $\alpha = 4 \cdot 10^{-3} \text{ Гс}^{-2}$, $\beta = 10^{-8} \text{ Гс}^{-4}$, $T_C = 50 \text{ К}$. Данные параметры дают намагниченность при нулевой температуре в $M_S^0 = 100 \text{ Гс}$, что соответствует атомной доле марганца $x \sim 1,5\%$. Зависимость намагниченности (Ga,Mn)As, полученная из (12) в зависимости от температуры при двух величинах магнитного поля, приведена на рис. 1 и будет использоваться при расчете эффективного g -фактора и частоты спиновой релаксации. Оставшиеся параметры, входящие в (3), (10), (11), брались следующие: $g_S = 2$, $g_J = -1$ [16,22], $C_J = 10^{-12} \text{ см}^2$ [19], $D = 0,1 \text{ см}^2/\text{с}$, $\gamma_h = 0,6 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ [15], $a_J = 10^4$, $\lambda = 3000$, $M_J / M_S = -0,04$.

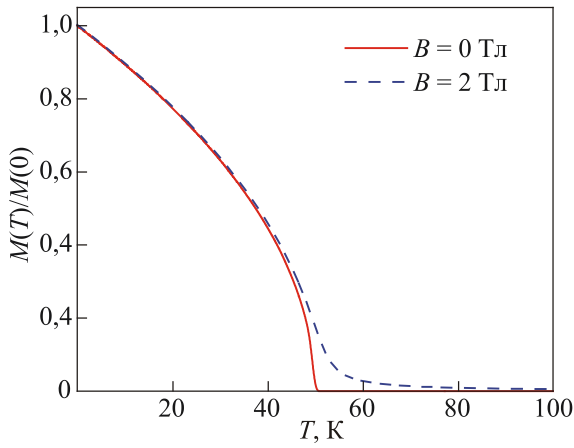


Рис. 1. (Онлайн в цвете) Температурная зависимость намагниченности (Ga,Mn)As, рассчитанная по формуле (12). Красная кривая — при нулевом магнитном поле, синяя пунктирная кривая — при $B = 2$ Тл. Предполагается, что намагниченность (Ga,Mn)As определяется преимущественно марганцевой подсистемой в силу $M_J^0/M_S^0 \ll 1$.

На рис. 2 представлена зависимость эффективного g -фактора от температуры в нулевом магнитном поле (красные кривые) и $B = 2$ Тл (синие кривые). Сплошной и пунктирной с точками кривыми представлено решение системы (3), пунктирная и точечная кривые построены по формуле (10). Модификация g -фактора марганца зависит от наличия среднего магнитного момента в системе. По мере увеличения температуры g -фактор стремится к 2. Выражение (10) при уменьшении частоты спиновой релаксации дырок переходит в хорошо известное выражение [9,11,17] для g -фактора:

$$g_{\text{eff}} = \frac{M_S^0 + M_J^0}{M_S^0/g_S + M_J^0/g_J}. \quad (13)$$

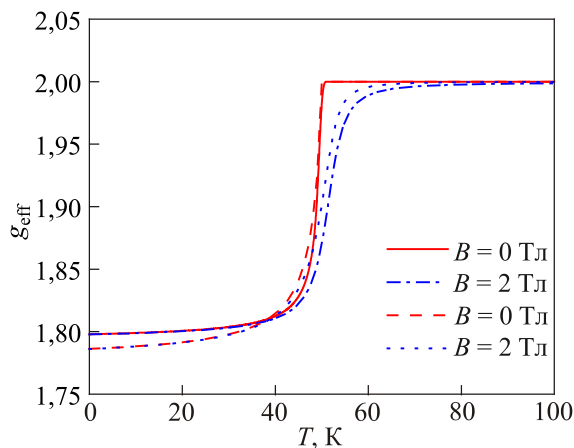


Рис. 2. (Онлайн в цвете) Температурная зависимость эффективного g -фактора марганца в (Ga,Mn)As. Сплошная кривая и пунктирная с точками — точное решение (3), пунктирная и точечная кривые построены по формуле (10). Красные кривые — при нулевом магнитном поле, синие — в магнитном поле $B = 2$ Тл.

Следует отметить, что выражение (13) не применимо вблизи температуры Кюри, т.е. $B \gtrsim \lambda M_S^0(T)$.

На рис. 3 представлена зависимость частоты поперечной спиновой релаксации марганца от температуры в нулевом магнитном поле (красные кривые) и при $B = 2$ Тл (синие кривые). Сплошная и пунктирная с точками кривые — это решение системы (3), пунктирная и точечная кривые построены по формуле (11). В выражении (11) присутствуют два вклада в процесс спиновой релаксации марганца. Первый механизм спиновой релаксации связан с сильной спиновой релаксацией дырок и вследствие коллективного движения марганцевой и дырочной подсистем приводит к релаксации спина марганца. Для этого вклада важно наличие среднего магнитного момента в системе. Второй механизм связан со спиновыми флуктуациями дырок и из-за взаимодействия дырочной и марганцевой подсистем приводит к возникновению случайного дефазированного поля, действующего на спин марганца. Этот механизм не зависит от магнитного момента в системе и, как следствие, наблюдается как до, так и после ферромагнитного перехода. При температурах ниже температуры Кюри основным механизмом спиновой релаксации — первый, по мере роста температуры его вклад уменьшается, и в парамагнитной фазе все определяется флуктуациями спина дырок. Величины этих вкладов сопоставимы, как можно видеть на рис. 3. Видно, что при увеличении спиновой диффузии время спиновой релаксации марганца уменьшается, так как дырочная спиновая флуктуация быстрее распространяется и, как следствие, меньше успевает воздействовать на марганец. При уменьшении спиновой диффузии частота спиновой релаксации, определяемая флуктуациями, выходит на предел, определяемый слагаемым $C_J \sqrt{D\gamma_h}$ в знаменателе, так как $D \sim v_F^2/\gamma_h$ (v_F — ферми-скорость дырок) и становится равной $\sim \lambda_S^2 T / (C_J v_F)$. Проанализи-

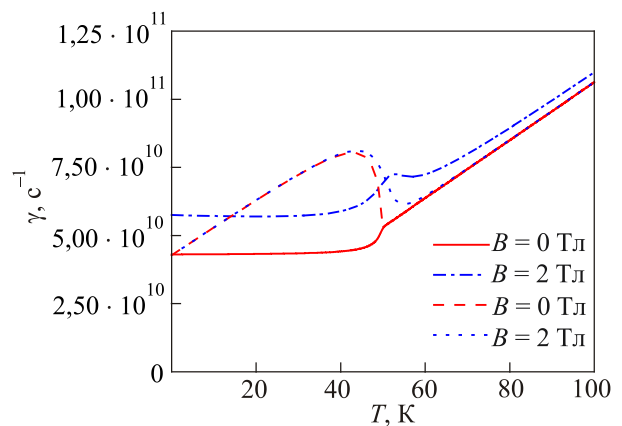


Рис. 3. (Онлайн в цвете) Температурная зависимость времени поперечной спиновой релаксации марганца в (Ga,Mn)As. Сплошная кривая и пунктирная с точками — точное решение (3), пунктирная и точечная кривые построены по формуле (11). Красные кривые — при нулевом магнитном поле, синие — в магнитном поле $B = 2$ Тл.

руем температурную зависимость параметров в выражении (11). Время спиновой релаксации дырок не сильно зависит от температуры, так как определяется структурой сложной валентной зоны и скоростью Ферми, которая при концентрации марганца в несколько атомных процентов слабо меняется с ростом температуры, это подтверждается экспериментальными наблюдениями [15]. Как следствие, коэффициент спиновой диффузии не зависит от температуры. Параметр C_J не зависит от температуры. Что касается параметра α_J , то про его зависимость от температуры сложно что-либо сказать.

На рис. 4 представлена зависимость частоты спиновой релаксации марганца от магнитного поля. Красные кривые — при нулевой температуре, синие — при $T = 70$ К. Сплошная и пунктирная с точками кривые — это решение системы (3), пунктирная и точечная кривые построены по формуле (11). Видно, что при переходе в парамагнитное состояние зависимость γ от магнитного поля почти исчезает. Это связано с быстрой спиновой релаксацией дырок. Следует отметить, что полученные аналитические формулы (10), (11) удовлетворительно описывают точное решение системы (3) и экспериментальные данные [8].

Сравним полученный результат с феноменологическим подходом для описания релаксации в ферромагнитных системах Ландау–Лифшица–Гильберта. Релаксация намагниченности описывается добавлением следующего слагаемого в уравнение движения:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \sim \frac{\alpha_G}{\mathbf{M}} \left[\mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right], \quad (14)$$

где α_G — константа Гильберта. В таком подходе время поперечной спиновой релаксации пропорционально частоте прецессии $\gamma \sim \alpha_G \omega$, что не соответствует экспериментальным данным и теоретическим расчетам (рис. 4).

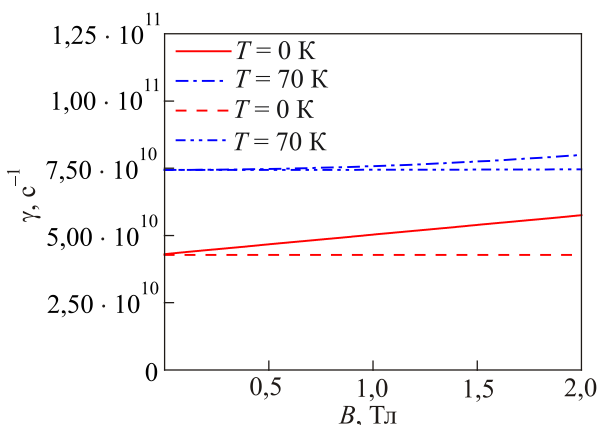


Рис. 4. (Онлайн в цвете) Полевая зависимость времени поперечной спиновой релаксации марганца в (Ga,Mn)As. Сплошная кривая и пунктирная с точками — точное решение (3), пунктирная и точечная кривые построены по формуле (11). Красные кривые — при $T = 0$ К, синие — при $T = 70$ К.

В настоящей работе разработана теория спиновой релаксации и рассчитан эффективный g -фактор марганца в магнитном полупроводнике (Ga,Mn)As. Определены их зависимости от температуры, включая ферромагнитную и парамагнитную фазы. Обнаружено два основных механизма спиновой релаксации марганца, оба связаны с дырками. Перенормировка g -фактора марганца наблюдается только в ферромагнитной фазе.

Расчеты проведены И.В.К. в рамках гранта РФФИ №16-32-00798, постановка задачи и обсуждение результатов проделаны в рамках гранта РНФ №14-12-00255.

1. T. Jungwirth, J. Sinova, J. Masšek, J. Kučera, and A.H. MacDonald, *Rev. Mod. Phys.* **78**, 809 (2006).
2. M. Rubinstein, A. Hanbicki, P. Lubitz, M. Osofsky, J. Krebs, and B. Jonker, *J. Magn. Magn. Mater.* **250**, 164 (2002).
3. J. Sinova, T. Jungwirth, X. Liu, Y. Sasaki, J.K. Furdyna, W.A. Atkinson, and A.H. MacDonald, *Phys. Rev. B* **69**, 085209 (2004).
4. A.V. Kimel, G.V. Astakhov, G.M. Schott, A. Kirilyuk, D.R. Yakovlev, G. Karczewski, W. Ossau, G. Schmidt, L.W. Molenkamp, and T. Rasing, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 237203 (2004).
5. Y. Mitsumori, A. Oiwa, T. Shupinski, H. Maruki, Y. Kashimura, F. Minami, and H. Munekata, *Phys. Rev. B* **69**, 033203 (2004).
6. D.M. Wang, Y.H. Ren, X. Liu, J.K. Furdyna, M. Grimsditch, and R. Merlin, *Phys. Rev. B* **75**, 233308 (2007).
7. M. Bombeck, A.S. Salasyuk, B.A. Glavin, A.V. Scherbakov, C. Brüggenmann, D.R. Yakovlev, V.F. Sapega, X. Liu, J.K. Furdyna, A.V. Akimov, and M. Bayer, *Phys. Rev. B* **85**, 195324 (2012).
8. I.V. Krainov, V.F. Sapega, N.S. Averkiev, G.S. Dimitriev, K.H. Ploog, and E. Lähderanta, *Phys. Rev. B* **92**, 245201 (2015).
9. X. Liu, W.L. Lim, M. Dobrowolska, J.K. Furdyna, and T. Wojtowicz, *Phys. Rev. B* **71**, 035307 (2005).
10. K. Khazen, H.J. von Bardeleben, J.L. Cantin, L. Thevenard, L. Largeau, O. Mauguin, and A. Lemaître, *Phys. Rev. B* **77**, 165204 (2008).
11. C. Śliwa and T. Dietl, *Phys. Rev. B* **74**, 245215 (2006).
12. Y. Zhu, X. Zhang, T. Li, L. Chen, J. Lu, and J. Zhao, *Appl. Phys. Lett.* **94**, 142109 (2009).
13. A.V. Scherbakov, A.S. Salasyuk, A.V. Akimov, X. Liu, M. Bombeck, C. Brüggenmann, D.R. Yakovlev, V.F. Sapega, J.K. Furdyna, and M. Bayer, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 117204 (2010).
14. P. Němec, V. Novák, N. Tesařová, E. Rozkotová, H. Reichlová, D. Butkovičová, F. Trojánek, K. Olejník, P. Malý, R.P. Campion, B.L. Gallagher, Jairo Sinova, and T. Jungwirth, *Nat. Comm.* **4**, 2426 (2013).
15. A. Patz, T. Li, X. Liu, J.K. Furdyna, I.E. Perakis, and J. Wang, *Phys. Rev. B* **91**, 155108 (2015).
16. I.V. Krainov, J. Debus, N.S. Averkiev, G.S. Dimitriev, V.F. Sapega, and E. Lähderanta, *Phys. Rev. B* **93**, 235202 (2016).
17. C. Kittel, *Phys. Rev.* **115**, 1587 (1959).
18. S. Haghgoo, M. Cubukcu, H.J. von Bardeleben, L. Thevenard, A. Lemaître, and C. Gourdon, *Phys. Rev. B* **82**, 041301 (2010).

19. Y.-Y. Zhou, Y.-J. Cho, Z. Ge, X. Liu, M. Dobrowolska, and J.K. Furdyna, *Magnetics, IEEE Transactions* **43**, 3019 (2007).
20. C. Bihler, W. Schoch, W. Limmer, S.T.B. Goennenwein, and M.S. Brandt, *Phys. Rev. B* **79**, 045205 (2009).
21. T. Dietl, H. Ohno, and F. Matsukura, *Phys. Rev. B* **63**, 195205 (2001).
22. V.F. Sapega, N.I. Sablina, I.E. Panaiotti, N.S. Averkiev, and K.H. Ploog, *Phys. Rev. B* **80**, 041202 (2009).

Manganese spin relaxation in ferromagnetic (Ga,Mn)As

I.V. Krainov, N.S. Averkiev, and E. Lähderanta

In this paper the theory of spin relaxation $3d^5$ manganese electrons in (Ga,Mn)As is presented, including the ferromagnetic and paramagnetic phases. The galli-

um arsenide doped with manganese holes manifest themselves in two ways, as the carriers cause magnetic interaction between the manganese centers, and as a channel for their spin relaxation. The strong spin-orbit interaction of the holes leads to a short time of spin relaxation, and the exchange interaction with $3d^5$ electrons of manganese causes its fast spin relaxation. This mechanism of spin relaxation is dominated by manganese in the ferromagnetic phase, and in the paramagnetic phase the main mechanism of spin relaxation of Mn is caused by hole spin fluctuations.

PACS: 75.50.Pp Magnetic semiconductors;
75.78.-n Magnetization dynamics.

Keywords: diluted magnetic semiconductors, spin relaxation, ferromagnetic resonance.