

07

# Обратный спиновый эффект Холла в структурах на основе пленок железо-иттриевого граната с пониженной намагниченностью насыщения

© М.Е. Селезнев,<sup>1,2</sup> С.Л. Высоцкий,<sup>1,2</sup> Г.М. Амаханов,<sup>3</sup> Ю.В. Никулин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,  
410019 Саратов, Россия

<sup>2</sup> Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,  
410012 Саратов, Россия

<sup>3</sup> Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина,  
410054 Саратов, Россия  
e-mail: vysotsl@gmail.com

Поступило в Редакцию 21 июля 2025 г.

В окончательной редакции 19 ноября 2025 г.

Принято к публикации 19 ноября 2025 г.

Исследована генерация ЭДС по механизму обратного спинового эффекта Холла в пленках платины, нанесенных на поверхность пленок железо-иттриевого граната с различными величинами намагниченности насыщения  $4\pi M = 1750\text{--}540\text{ Г}$  за счет замещения ионов Fe немагнитными ионами Ga и Sc. Для геометрии распространения поверхностных магнитостатических волн сопоставлены величины эффективности спиновой накачки  $E$ , определяемые как отношение ЭДС к мощности магнитостатической волны. При поле подмагничивания  $H$  большем поля намагничивания до насыщения  $H_s$  значения  $E$   $6.5\text{--}1.44 \cdot 10^{-3}\text{ В/В}$  в структурах на основе пленок с  $4\pi M = 1750\text{--}850\text{ Г}$  и  $1.44\text{--}2.5 \cdot 10^{-3}\text{ В/В}$  для пленок с  $4\pi M = 565\text{--}540\text{ Г}$ . Показано, что параметром легированных пленок, определяющим эффективность генерации в структурах на их основе, может служить константа неоднородного обмена  $\alpha$ , при этом  $E \sim 1/\alpha$ . При  $H < H_s$  эффективность спиновой накачки уступает случаю  $H > H_s$  более чем на порядок и снижается с уменьшением  $4\pi M$ .

**Ключевые слова:** намагниченность насыщения, поверхностные магнитостатические волны, спиновая накачка.

DOI: 10.61011/JTF.2026.03.62542.192-25

## Введение

Эффекты взаимного преобразования спинового тока и тока носителей заряда в слоистых структурах „феррит–тяжелый металл“ [1–15] активно изучаются в связи с перспективами разработки на их основе элементной базы спинтроники [16,17]. В экспериментах наиболее часто исследуются структуры, состоящие из пленок железо-иттриевого граната (ЖИГ), в которых затухание спиновых волн (СВ) рекордно мало, и нанесенной на их поверхность пленки платины. В таких структурах при возбуждении в пленке ЖИГ высокочастотных колебаний намагниченности резонансного характера [1–6] или распространяющихся спиновых волн [7–10] спиновый ток  $I_s$  через интерфейс ЖИГ–платина может приводить к генерации по механизму обратного спинового эффекта Холла (ОСЭХ) [18] в пленке платины тока носителей заряда  $I_e$  [7]:

$$I_e \propto |I_{s,n}| [\mathbf{n} \times \mathbf{m}], \quad (1)$$

где  $\mathbf{n}$  и  $\mathbf{m}$  — единичные векторы вдоль нормали к поверхности пленки ЖИГ и намагниченности соответственно,  $I_{s,n}$  — компонента спинового тока вдоль нормали  $\mathbf{n}$ . В экспериментах чаще всего измеряется величина  $U = I_e R$ , где  $R$  — сопротивление пленки платины.

Следует отметить, что основой механизма ОСЭХ является спин-зависимое электрон-магнонное рассеяние [19]. Важным фактором, влияющим на этот процесс, является число каналов рассеяния  $N$ , которое определяется числом магнитных ионов на интерфейсе ЖИГ–платина на единицу площади структуры [20–22]. В легированных пленках ЖИГ с пониженной намагниченностью, где в кристаллической решетке часть ионов железа замещается ионами редкоземельных металлов, можно ожидать снижения величины спинового тока в связи с уменьшением числа каналов рассеяния. Такой эффект был обнаружен при исследовании структуры на основе пленки ЖИГ с  $4\pi M = 550\text{ Г}$  в [23] при  $H > H_s$ , где  $H_s$  — поле насыщения пленки феррита, и в [24] при  $H < H_s$ , однако исследование характера зависимости ОСЭХ от степени замещения магнитных ионов в ЖИГ (т. е. от намагниченности  $4\pi M$ ) не проводилось.

Целью настоящей работы является исследование обратного спинового эффекта Холла в структурах на основе пленок ЖИГ с величинами намагниченности насыщения в интервале  $1750\text{--}540\text{ Г}$  при величинах полей подмагничивания, отвечающих как насыщенному состоянию пленки  $H > H_s$ , так и формированию в ней доменной структуры при  $H < H_s$ . Кроме того, проведено

обсуждение характера зависимости эффективности спиновой накачки от величины  $4\pi M$ .

## 1. Исследуемые структуры и методика измерений

Для изготовления структур использовались пленки ЖИГ, полученные с помощью жидкофазной эпитаксии на подложки из гадолиний-галлиевого граната (ГГГ) кристаллографической ориентации (111) с намагниченностями насыщения 1750–540 G (см. таблицу). Снижение величины  $4\pi M$  достигалось с помощью легирования ионами галлия Ga и скандия Sc с различными степенями замещения [25]. Из пленок вырезались волноводы с размерами  $12 \times 6$  mm так, чтобы проекция оси легкого намагничивания (ОЛН)  $\langle 1\bar{1}0 \rangle$  на плоскость пленки была направлена вдоль короткой стороны. (В этом случае при измерениях в геометрии поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) величина генерируемой ЭДС в диапазоне  $H < H_s$  максимальна по сравнению с другими направлениями  $\mathbf{H}$  относительно кристаллографических осей пленок ЖИГ [26].)

Определение направления ОЛН проводилось аналогично [27]. Шайба пленки ЖИГ 1 (рис. 1, а) на подложке ГГГ накладывалась на входную 2 и выходную 3 микрополосковые антенны и помещалась в постоянное магнитное поле  $H$ , направленное касательно к поверхности пленки (угол  $\alpha$  между  $\mathbf{H}$  и нормалью к поверхности пленки  $\mathbf{n}$  составляет  $90^\circ$ ) параллельно микрополосковым преобразователям. Такая геометрия эксперимента соответствует распространению в пленке ЖИГ ПМСВ. Определялась длинноволновая граница спектра ПМСВ  $f_0$ . Затем макет с антеннами разворачивался в зазоре электромагнита так, чтобы угол  $\alpha$  составлял величину примерно  $45^\circ$ . При развороте пленки на микрополосках в направлении угла  $\beta$  (рис. 1, а) строилась зависимость  $f_0(\beta)$ . Ориентация пленки, при которой величина  $f_0$  достигала максимума, отождествлялась с намагничиванием вдоль проекции ОЛН. На рис. 1, б приведен пример такой зависимости, полученной для пленки № 4 из таблицы при  $H = 490$  Oe. Из исследованной шайбы ЖИГ вырезался волновод 4 так, чтобы его

длинная сторона была перпендикулярна определенному направлению ОЛН (рис. 1, а). Измерения повторялись для всех исследованных пленок ЖИГ.

Полученные волноводы использовались для изготовления структур ЖИГ–платина. Подготовка к осаждению платины включала химическую очистку поверхности пленки ЖИГ (обработка в ацетоне в ультразвуковой ванне; обработка в водном растворе азотной кислоты) с последующей промывкой в деионизованной воде в ультразвуковой ванне. Непосредственно перед осаждением платины проводилось обезгаживание пленки в вакууме  $5 \cdot 10^{-6}$  Torr при температуре  $\approx 300^\circ\text{C}$  в течение 20 min. С помощью магнетронного напыления через маску наносилась ориентированная вдоль длинной стороны волноводов полоска из платины толщиной 4 nm, длиной 4 mm, шириной 25  $\mu\text{m}$ . Проволочные контакты 6, 7 (рис. 1, а) к полоске для измерения ЭДС выполнялись с помощью токопроводящего клея, сопротивление полосок от образца к образцу менялось в пределах 5.5–8 k $\Omega$ .

После напыления структуры ЖИГ–платина исследовались в линии задержки в геометрии ПМСВ (рис. 1, а при  $\alpha = 90^\circ$ , стрелкой показано направление волнового вектора  $\mathbf{q}$ ) с микрополосковыми антеннами шириной  $w \approx 40 \mu\text{m}$ , расстояние между которыми составляло 7 mm. Макет размещался между полюсами электромагнита, а при исследованиях в диапазоне величин  $H < H_s$  — в измерительном модуле, позволяющем дополнительно регистрировать вид доменной структуры (ДС) с помощью поляризационного микроскопа, сопряженного с цифровой камерой [28].

Измерения частотных зависимостей модуля коэффициента передачи макета  $S(f)$  и отраженной от входной антенны мощности  $S_{ref}(f)$  проводились с помощью векторного анализатора цепей при величинах выходной мощности генератора  $P$  от  $-30$  до  $+10$  dBm. Измерение частотных зависимостей ЭДС  $U(f)$  проводилось при  $P = 10$  dBm. Для повышения чувствительности этих измерений использовался метод синхронного детектирования, для чего мощность СВЧ модулировалась сигналом в виде меандра с частотой 11.3 kHz.

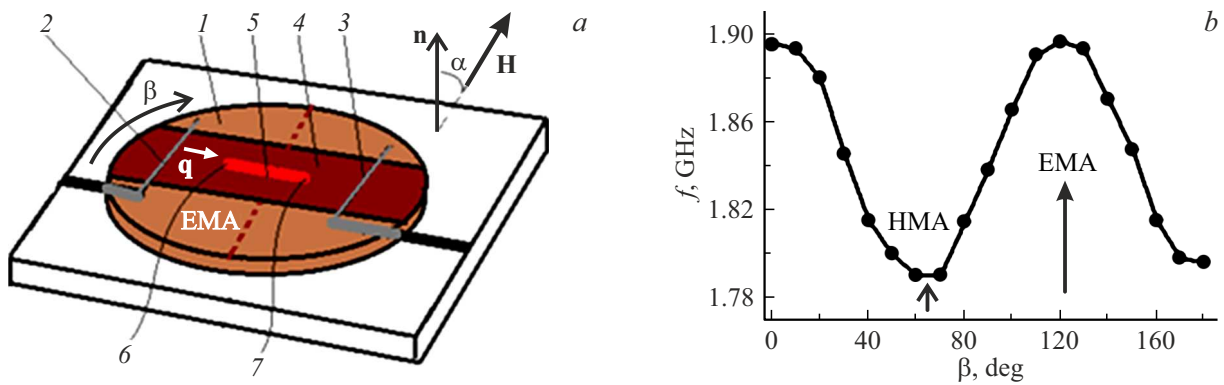
Для сравнения эффективности спиновой накачки в структурах с различными параметрами пленок ЖИГ мы использовали следующий подход. На вставке к рис. 2, а, показаны типичные частотные зависимости  $S(f)$  и  $U(f)$ . Видно, что максимум зависимости  $U(f)$  (помечен звездочкой) наблюдается вблизи низкочастотной (длинноволновой) границы  $f_0$  спектра ПМСВ [29]:

$$f_0 = \gamma \sqrt{H(H + 4\pi M)}, \quad (2)$$

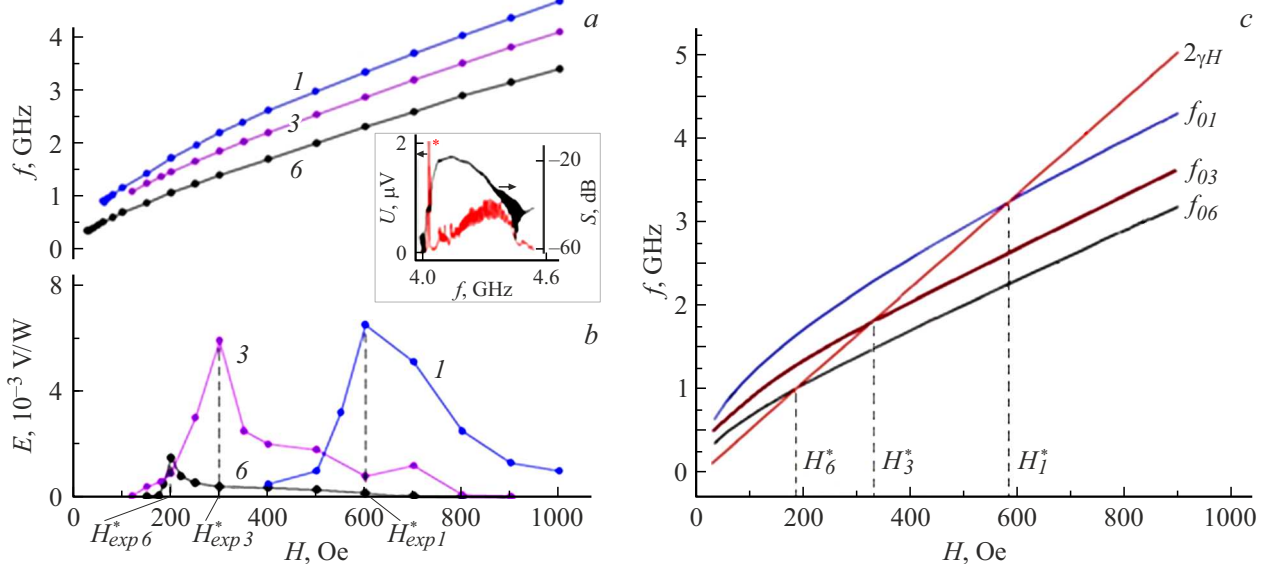
где  $\gamma$  — гиромагнитное отношение, что связывается с высокой плотностью состояния магнонов, обусловленной формированием в этой частотной области сингулярности ван Хове [30,31]. Для некоторой величины поля подмагничивания  $H_i$  измерялась соответствующая максимальной величине  $U_i$  частота  $f_i$ , затем на этой частоте определялась мощность ПМСВ  $P_{swi}$

Параметры исследованных пленок ЖИГ

№ пленки	$d$ , $\mu\text{m}$	$4\pi M$ , G	$H_s$ , Oe	$E = U/P$ , $10^{-3}$ V/W	$H_{\text{exp}}^*$ , Oe	$H_{\text{calc}}^*$ , Oe	$\alpha$ , $10^{-11}$ cm <sup>2</sup>
1	15.6	1750	54	6.1	590	580	3.5
2	12	1750	60	6.5	600	580	3.5
3	15	1000	6	5.9	300	330	8
4	20	850	10	5.8	300	290	11
5	26	565	46	2.5	200	200	23
6	17	540	25	1.5	200	190	25



**Рис. 1.** Схематическое изображение макета линии задержки на ПМСВ, используемого для определения направления ОЛН и проведения измерений (а); график зависимости  $f_0(\beta)$ , полученный для пленки № 4 при  $H = 490$  Ое (b). Стрелки отвечают направлению поля  $H$  вдоль осей легкого (EMA) и трудного (HMA) намагничивания. Белой стрелкой показано направление волнового вектора  $q$ .



**Рис. 2.** Зависимости от величины поля подмагничивания  $H$  низкочастотной ( $f_0$ ) границы области существования ПМСВ (а), эффективности спиновой накачки (b), рассчитанные с помощью (2) зависимости от  $H$  частот  $f_0$  для структур № 1, № 3 и № 6 (c). Цифры у кривых и в индексах соответствуют номеру структуры в таблице.

как разница величин отраженной от входной антенны мощности  $S_{ref}(f)$ , полученных при  $H_i$  и при  $H \gg H_i$ . С использованием полученных значений эффективность накачки (вольт-ваттная чувствительность) определялась как  $E_i = U_i/P_{swi}$ . Измерения проводились для набора величин  $H$  из диапазона 0–1 кОе. С использованием полученных данных строилась зависимость  $E(H)$ .

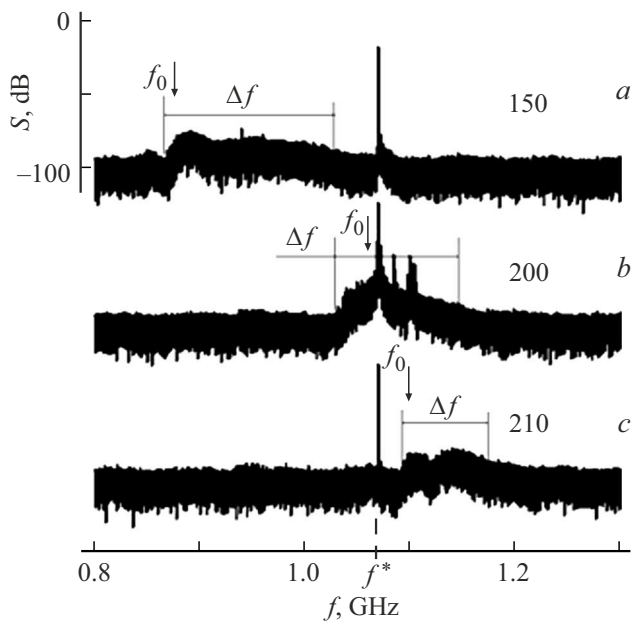
## 2. Результаты измерений и их обсуждение

### 2.1. $H > H_s$

Рассмотрим сначала генерацию ЭДС для случая намагниченных до насыщения пленок ЖИГ. На рис. 2

представлены экспериментально полученные для структур № 1, № 3 и № 6 зависимости от величины  $H$  длинноволновых границ области наблюдения ПМСВ  $f_0$  (рис. 2, а) и определенной по описанной выше методике эффективности спиновой накачки  $E$  (рис. 2, b). Цифры у кривых соответствуют номеру структуры (пленки) в таблице. На рис. 2, b можно видеть, что все приведенные зависимости  $E(H)$  демонстрируют максимумы. В таблице для каждой структуры приведены максимальные по диапазону измерений величины  $E = U/P$ , а также соответствующие им величины поля подмагничивания  $H_{exp}^*$ . Обсудим условия, определяющие положение этих максимумов.

На рис. 2, c для структур № 1, № 3 и № 6 представлены зависимости  $f_0(H)$  рассчитанные с помощью (2),



**Рис. 3.** Частотные зависимости спектра сигнала на выходной антенне макета линии задержки на ПМСВ для структуры № 6 при частоте накачки  $f^* = 1.07$  GHz (показана на рисунке звездочкой).  $H = 150$  (a),  $200$  (b),  $210$  Oe (c).

а также зависимость  $f = 2\gamma H$ , где  $\gamma$  — гиромагнитное отношение. Видно, что положение пунктирных линий, соответствующих величинам  $H_{\text{exp}}^*$ , хорошо коррелирует с определенными с помощью (2) величинами  $H_{\text{calc}}^*$ , при которых  $f_{0i} \approx 2\gamma H$ , где  $i$  — номер структуры (рис. 2, b, c и таблица, где приведены результаты расчета для всех структур).

Рассмотрим влияние условий возбуждения и распространения ПМСВ на эффективность спиновой накачки. Известно, что в пленках ЖИГ при уровнях мощности ПМСВ выше некоторой пороговой величины и выполнении законов сохранения энергии и импульса [29] могут развиваться процессы параметрической неустойчивости, проявляющиеся в виде распада спиновой волны накачки на параметрические спиновые волны (ПСВ)

$$f_p = f_1 + f_2, \quad \mathbf{k} = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2,$$

где  $f_p$  и  $\mathbf{k}$  — частота и волновой вектор накачки;  $f_{1,2}$  и  $\mathbf{k}_{1,2}$  — частоты и волновые векторы ПСВ. В свою очередь, возможны также беспороговые процессы слияния образовавшихся ПСВ с формированием вторичных спиновых волн (ВСВ) [32,33]:

$$f_1 + f_2 = f_3, \quad \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_3,$$

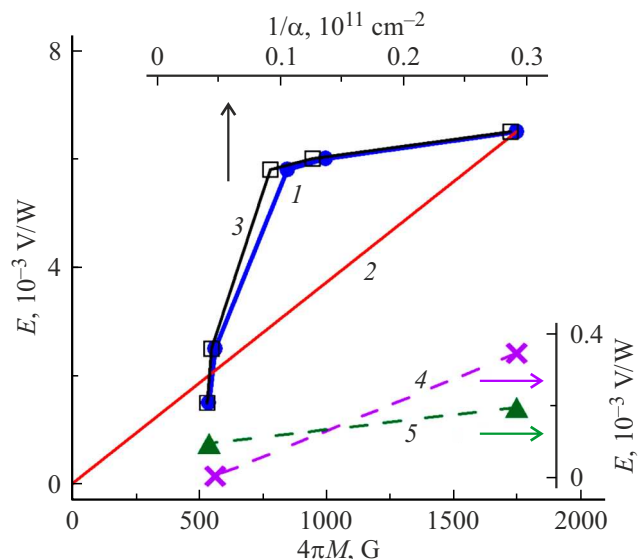
где  $f_3$  и  $\mathbf{k}_3$  — частота и волновой вектор ВСВ.

При исследовании ОСЭХ в структурах ЖИГ—платина в условиях параметрической неустойчивости был обнаружен эффект усиления генерации спинового тока за счет ЗМ распадов, который проявлялся при наблюдении максимума в зависимости  $U(f_0(H))$  [34–36] и

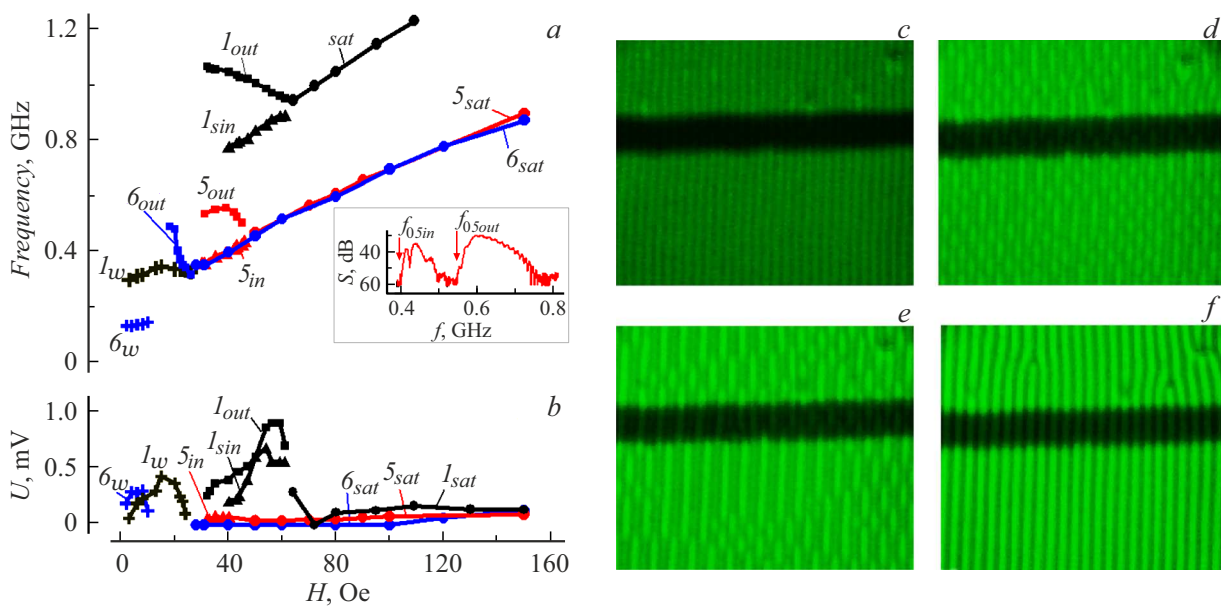
связывался с передачей углового момента из решетки в магнитную систему [34–36], а также влиянием ПСВ на скорость релаксации намагниченности в магнитной пленке [35,36]. Однако, в [37] было показано, что этот эффект может быть объяснен участием в процессе электрон-магнонного рассеяния ВСВ, образующимися при беспороговых процессах слияния ПСВ [33]. Покажем, что и в наших измерениях именно по этой причине наблюдается наличие отмеченных выше максимумов в зависимостях  $E(H)$ .

На рис. 3 представлены спектры сигнала на выходной антенне макета линии задержки на ПМСВ для структуры № 6 при фиксированной частоте накачки  $f^* = 1.07$  GHz (показана на рисунке) и уровне мощности ПМСВ  $P$  выше пороговой для трехмагнонных распадов  $P_{\text{th}}$  при надкритичности 25–30 dB. Эта частота соответствует величине  $H = H_{\text{exp } 6}^* = 200$  Oe на рис. 2, b. Видно, что кроме частоты  $f^*$  в спектре присутствует шумовой сигнал в частотной области  $\Delta f$  (рис. 3), обусловленный возникновением ВСВ. При  $H = 200$  Oe частота  $f^*$  попадает в полосу  $\Delta f$  (рис. 3, b), что позволяет ВСВ заселять участок спектра, повышая плотность состояний магнонов на частоте  $f_0$  и, таким образом, способствуя повышению эффективности генерации ЭДС аналогично [30]. В то же время при  $H = 150$  Oe (рис. 3, a) и  $210$  Oe (рис. 3, c) частотные области шумового сигнала не перекрываются с частотой накачки и вклад в плотность состояний магнонов не дают.

Обсудим характер зависимости эффективности спиновой накачки от намагниченности насыщения исследованных пленок, представленной кривой  $I$  на рис. 4. Видно, что ход этой зависимости  $E = E(4\pi M)$  суще-



**Рис. 4.** Зависимости от величины  $4\pi M$  экспериментально полученных величин  $E$  (кривая 1); зависимость  $E$  от величины параметра  $1/\alpha$  (кривая 3). Цифрой 2 показан результат моделирования линейной зависимости  $E = E(4\pi M)$ . Зависимости  $E(4\pi M)$  для пленок № 2 (кривая 4) и № 6 (кривая 5) при  $H < H_s$ .



**Рис. 5.** Полученные для структур № 1, № 5 и № 6 зависимости от величины поля подмагничивания низкочастотных границ области существования ПМСВ (кривые с индексом „sat“), СВВ, обусловленных синфазными (кривые с индексом „in“) и противофазными (кривые с индексом „out“) колебаниями намагниченности в доменах, а также СВВ, обусловленного волнами смещения доменных границ (кривые с индексом „w“) (a) и соответствующие им зависимости ЭДС с аналогичными обозначениями (b). Вставка к рисунку a на примере структуры № 5 иллюстрирует определение величин  $f_{0in}$  и  $f_{0out}$ ,  $H = 40$  Ое. Изображения ДС в структуре № 5 при  $H = 40$  (c), 27 (d), 24 (e) и 18 Ое (f). На рисунках ширина темной полоски из платины  $25 \mu\text{m}$ .

ственно отличается от линии 2, которая построена в предположении, что эффективность накачки линейно падает от  $6.5 \cdot 10^{-3} \text{ V/W}$  при  $4\pi M = 1750 \text{ G}$  до  $E = 0$  при  $4\pi M = 0$ . Различие зависимостей 1 и 2 связано, по-видимому, с тем, что в легированных пленках изменяется не только намагниченность их насыщения, но также обменная жесткость  $A$  и связанная с ней константа неоднородного обмена  $\alpha = A/M^2$  [25]. Проведем качественную оценку зависимости  $E$  от параметров пленки ЖИГ. Выше отмечалось, что величина генерируемой ЭДС пропорциональна числу каналов электрон-магнонного рассеяния ( $N \sim M$ ). Эффективность рассеяния в каждом канале  $\rho$  зависит от плотности состояния магнонов, обратно пропорциональной групповой скорости спиновых волн  $V_g$  [38]. В свою очередь,  $V_g(f)$  связана с параметрами  $A$  и  $M$  соотношением  $V_g \sim A/M$  [29,39]. Таким образом, можно ожидать  $E \sim N\rho \sim M^2/A \sim 1/\alpha$ .

На рис. 4 приведена зависимость величины эффективности спиновой накачки  $E$  от  $1/\alpha$  (кривая 3), полученная с использованием рассчитанных аналогично [25] величин  $\alpha$  для пленок ЖИГ с различными степенями замещения галлием и скандием (см. таблицу). Масштаб и взаимное расположение осей  $4\pi M$  и  $1/\alpha$  выбирались таким образом, чтобы были совмещены величины  $4\pi M$  из третьего столбца таблицы для каждой пленки и рассчитанные значения  $1/\alpha$ , полученные на основе данных столбца 8 таблицы. Видно, что кривые 1 и 3 практически совпадают. Таким образом, можно предположить, что величина  $\alpha$  представляет собой некий интегрированный

параметр, учитывающий влияние параметров легированных пленок ЖИГ на эффективность ОСЭХ.

## 2.2. $H < H_s$

Обратимся теперь к результатам, полученным при уменьшении величины поля  $H$  до  $H < H_s$ . Для каждой пленки значение этого параметра определялось при уменьшении величины  $H$  по совокупности признаков — изменение характера полевой зависимости частотных границ области наблюдения ПМСВ, появление в их спектре дополнительных областей передачи сигнала, возможность наблюдения ДС с помощью поляризационного микроскопа. В таблице приведены полученные значения  $H_s$ . Можно видеть, что в исследованных пленках нормальной намагниченности величина  $H_s$  составляет 54–60 Ое. Для пленок с пониженной намагниченностью величины  $H_s$  уменьшаются, при этом степень снижения может быть как небольшой (пленка № 5), так и радикальной, когда ДС удается наблюдать лишь при величинах  $H$  порядка нескольких эрстед (пленка № 3).

На рис. 5, a на примере структуры № 1 показаны зависимости от величины  $H$  низкочастотных границ ПМСВ (кривая  $I_{sat}$  (saturated)), синфазных (кривая  $I_{in}$  (in-phase)) и противофазных ( $I_{out}$  (out of phase)) колебаний намагниченности в доменах, а также спин-волнового возбуждения (СВВ), обусловленного волнами смещения доменных границ (кривая  $I_w$ ) [40,41]. Для всех СВВ регистрировалась генерация ЭДС (кривые  $I_{sat}$ ,  $I_{in}$ ,

$I_{out}$ ,  $I_w$  на рис. 5,  $b$ ). Доменная структура демонстрировала хорошую контрастность и сохраняла полосовой характер при уменьшении  $H$  до 0. Эти результаты являются типичными при использовании пленок ЖИГ нормальной намагниченности с кристаллографической ориентацией (111) [26,28].

Для структур на основе легированных пленок результаты измерений качественно различались. Так, в структурах № 3, № 4 с величинами  $H_s = 6-10$  Ое СВВ обнаружить не удалось, а доменная структура обладала низкой контрастностью и была плохо различима.

В свою очередь, в спектрах структур № 5 ( $H_s = 46$  Ое) и № 6 ( $H_s = 25$  Ое) наблюдались СВВ, отвечающие противofазным колебаниям намагниченности в доменах (кривые  $5_{out}$ ,  $6_{out}$  на рис. 5,  $a$ ). Кроме того, для структуры № 5 — СВВ, обусловленное синфазными колебаниями намагниченности в доменах (кривая  $5_{in}$  на рис. 5,  $a$ ), а для № 6 — волнами смещения доменных границ (кривая  $6_w$  на рис. 5,  $a$ ). Изображения доменных структур обладали хорошей контрастностью. В структуре № 6 ДС наблюдалась при  $H < 25$  Ое и сохраняла вид полосовой с периодом примерно  $10 \mu m$  при уменьшении  $H$  до 0. В то же время перестройка вида ДС в структуре № 5 обладала особенностями. Наблюдать ее становилось возможным при уменьшении  $H$  до 40 Ое в виде полосовой несимметричной ДС с периодом  $8 \mu m$  (рис. 5,  $c$ ). В интервале  $28 > H > 23$  Ое ДС приобретала „пунктирный характер“ — полосовые домены разбивались на участки различной длины (рис. 5,  $e$ ). При перестройке  $H$  вид ДС изменялся (рис. 5,  $e, d$ ), и при  $H < 20$  Ое она приобретала вид полосовой симметричной с периодом  $8 \mu m$  (рис. 5,  $f$ ); такой характер ДС сохранялся при уменьшении  $H$  до 0 с увеличением ее периода до  $10 \mu m$ . Отметим, что при формировании „пунктирной“ ДС СВВ переставали регистрироваться и не наблюдались вплоть до уменьшения  $H$  до 0.

Описанные различия условий формирования доменных структур и динамики их перестройки при изменении поля подмагничивания связаны, по-видимому, с вариациями от пленки к пленке как величины одноосной (ростовой) анизотропии, так и направления ее оси относительно нормали к поверхности пленки, рассмотренными в [42] для случая пленок ЖИГ с нормальной намагниченностью. При этом наличие в кристаллической решетке исследованных пленок с пониженной намагниченностью легирующих элементов может способствовать возникновению дополнительных особенностей в отмеченных различиях.

Генерация ЭДС в структуре № 6 наблюдалась только при возбуждении волны смещения доменных границ (кривая  $6_w$  на рис. 5,  $b$ ), при этом эффективность спиновой накачки составляла величину порядка  $0.1 \cdot 10^{-3}$  V/W, что сопоставимо с результатом аналогичного расчета для структуры № 2 ( $0.2 \cdot 10^{-3}$  V/W). В структуре № 5 только для СВВ, обусловленного синфазными колебаниями намагниченности в доменах, регистрировался слабый сигнал ЭДС (кривая  $5_{in}$

на рис. 5,  $b$ ), что соответствует величине  $E < 10^{-4}$  V/W. Отметим, что хотя полученных данных недостаточно для того, чтобы оценить характер зависимости эффективности накачки от параметров пленок ЖИГ, снижение величины  $E$  с уменьшением  $4\pi M$  согласуется с полученными для случая  $H > H_s$  результатами.

## Заключение

В работе исследована эффективность спиновой накачки  $E$  по механизму обратного спинового эффекта Холла в структурах ЖИГ—платина при распространении в них ПМСВ при уменьшении намагниченности насыщения пленки ЖИГ  $4\pi M$  от 1750 до 540 G. Показано, что при величинах поля подмагничивания  $H > H_s$  для пленок с  $4\pi M = 1000-850$  G величина  $E$  сопоставима со случаем пленки с нормальной намагниченностью и уменьшается в 2–3 раза для пленок с  $4\pi M = 565-540$  G, при этом зависимость  $E = E(4\pi M)$  отличается от линейной, а характер зависимости величины  $E$  от степени легирования может быть описан как  $E \sim 1/\alpha$ , где  $\alpha$  — константа неоднородного обмена пленки. Отметим, что максимальная эффективность накачки для всех исследованных структур наблюдается при величинах полей подмагничивания, соответствующих выполнению условия  $f_{0i} \approx 2\gamma H$ .

При  $H < H_s$  в структурах на основе легированных пленок генерацию ЭДС удастся зарегистрировать лишь для некоторых СВВ доменной структуры, при этом эффективность спиновой инжекции в два раза меньше, чем в случае  $4\pi M = 1750$  G, а по абсолютной величине полученные значения уступают случаю насыщенных пленок более чем на порядок.

## Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-29-00640.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] S.A. Manuilov, C. Du, R. Adur, H.L. Wang, V. Bhallamudi, F. Yang, P.C. Hammel. Appl. Phys. Lett., **107** (4), 042405 (2015). <https://doi.org/10.1063/1.4927451>.
- [2] C.W. Sandweg, Y. Kajiwara, K. Ando, E. Saitoh, B. Hillebrands. Appl. Phys. Lett., **97** (25), 252504 (2010). <https://doi.org/10.1063/1.3528207>
- [3] Н.И. Ползикова, С.Г. Алексеев, В.А. Лузанов, А.О. Раевский. ФТТ, **60** (11), 2170 (2018). DOI: 10.21883/FTT.2018.11.46659.17NN [N.I. Polzikova, S.G. Alekseev, V.A. Luzanov, A.O. Raevskii. Phys. of the Solid State, **60** (11), 2211 (2018). DOI: 10.1134/S1063783418110252]



- [4] К.И. Константи́ян, Г.А. Овсянников, К.Л. Станкевич, Т.А. Шайхулов, В.А. Шамаков, А.А. Климов. ФТТ, **63**, 1312 (2021). DOI: 10.21883/FTT.2021.09.51258.23H [K.Y. Constantinian, G.A. Ovsyannikov, K.L. Stankevich, T.A. Shaikhulov, V.A. Shmakov, A.A. Klimov. Phys. of the Solid State, **63**, 1432 (2021). DOI: 10.1134/S1063783421090201]
- [5] M.B. Jungfleisch, A.V. Chumak, A. Kehlberger, V. Lauer, D.H. Kim, M.C. Onbasli, C.A. Ross, M. Klau, B. Hillebrands. Phys. Rev. B, **91**, 134407 (2015). DOI: 10.1103/PhysRevB.91.134407
- [6] S. Manna, R. Medwa, J.R. Mohan, S. Gupta, M.S. Sabir, J.V. Vas, H. Asada, Y. Fukuma, R.S. Rawat. Appl. Phys. Lett., **126**, 242407 (2025). DOI: 10.1063/5.0263385
- [7] A.V. Chumak, A.A. Serga, M.B. Jungfleisch, R. Neb, D.A. Bozhko, V.S. Tiberkevich, B. Hillebrands. Appl. Phys. Lett., **100** (8), 082405 (2012). DOI: 10.1063/1.3689787
- [8] J. Wang, H. Wang, J. Chen, W. Legrand, P. Chen, S.L. Heng, J. Xia, G. Lan, Y. Zhang, R. Yuan, J. Dong, X. Han, J.P. Ansermet, H. Yu. Phys. Rev. Appl., **21**, 044024 (2024). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevApplied.21.044024>
- [9] R.O. Serha, D.A. Bozhko, M. Agrawal, R.V. Verba, M. Kostylev, V.I. Vasyuchka, B. Hillebrands, A. Serga. Adv. Mater. Interf., **9**, 2201323 (2022). <https://doi.org/10.1002/admi.202201323>
- [10] J. Wang, H. Wang, J. Chen, W. Legrand, P. Chen, L. Sheng, J. Xia, G. Lan, Y. Zhang, R. Yuan, J. Dong, X. Han, J.P. Ansermet, H. Yu. Phys. Rev. Appl., **21**, 044024 (2024). <https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.21.044024>
- [11] F. Hou, M. Xu, X. Chen, Y. Dong, X. Han, T. Li, X. Wang, T. Min. Physica B: Cond. Matt., **695** (15), 416542 (2024). <https://doi.org/10.1016/j.physb.2024.416542>
- [12] R. Kohno, N.M. Thiéry, K. An, P. Noël, L. Vila, V.V. Naletov, N. Beaulieu, J.D. Youssef, G. Loubens, O. Klein. Appl. Phys. Lett., **118** (3), 032404 (2021). <https://doi.org/10.1063/5.0028664>
- [13] X.R. Wang. Commun. Phys., **4**, 55 (2021). <https://doi.org/10.1038/s42005-021-00557-9>
- [14] L. Huang, Y. Zhou, H. Qiu, H. Bai, C. Chen, W. Yu, L. Liao, T. Guo, F. Pan, B. Jin, C. Song. Adv. Mater., **34** (42), 2205988 (2022). DOI: 10.1002/adma.202205988
- [15] О.Ю. Архипова, А.А. Матвеев, А.Р. Сафин, С.А. Никитов. Письма в ЖТФ, **51** (5) 53 (2025). DOI: 10.61011/PJTF.2025.05.59906.20076
- [16] A. Hirohata, K. Yamada, Y. Nakatani, P. Ioan-Lucian, B. Dieny, P. Pirro, B. Hillebrands. J. Magn. Magn. Mater., **509**, 166711 (2020). <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2020.166711>
- [17] F. Yang, P.C. Hammel. J. Phys. D: Appl. Phys., **51** (25), 253001 (2018). DOI: 10.1088/1361-6463/aac249
- [18] M.I. Dyakonov, V.I. Perel. Phys. Lett. A, **35**, 459 (1971). [https://doi.org/10.1016/0375-9601\(71\)90196-4](https://doi.org/10.1016/0375-9601(71)90196-4)
- [19] E.G. Tveten, A. Brataas, Y. Tserkovnyak. Phys. Rev. B, **92** (18), 80412 (2015). DOI: 10.1103/PhysRevB.92.180412
- [20] X. Jia, K. Liu, K. Xia, G.E.W. Bauer. Europhys. Lett., **96**, 17005 (2011). DOI: 10.1209/0295-5075/96/17005
- [21] A.B. Cahaya, A.O. Leon, G.E.W. Bauer. Phys. Rev. B, **96**, 144434 (2017). DOI: 10.1103/PhysRevB.96.144434
- [22] H. Yuasa, K. Tamae, N. Onizuka. AIP Adv., **7**, 055928 (2017). <https://doi.org/10.1063/1.4977496>
- [23] М.Е. Селезнев, Ю.В. Никулин, С.Л. Высоцкий, Ю.В. Хивинцев, А.В. Кожевников, В.К. Сахаров, Ю.А. Филимонов. *International symposium „Spin Waves 2024“* (Saratov, Russia, August 26–29, P-44, 2024), <https://spinwaves.sgu.ru/index.html>
- [24] М.Е. Селезнев, С.Л. Высоцкий, Г.М. Амаханов, Ю.В. Никулин. XXIX Международный симпозиум „Нанофизика и нанoeлектроника“ (10–14 марта 2025, Нижний Новгород, 129, 2025), <https://nanosymp.ru/ru/archive>
- [25] С.Л. Высоцкий, Г.Т. Казаков, Б.П. Нам, А.В. Маряхин, А.Г. Сухарев, Ю.А. Филимонов, А.С. Хе. ФТТ, **34** (5), 1376 (1992).
- [26] С.Л. Высоцкий, М.Е. Селезнев, Г.М. Амаханов, Ю.В. Никулин. Изв. Саратов. ун-та. Нов. Сер. Сер. Физика, **25** (1), 44 (2025). <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2025-25-1-44-52>
- [27] С.Л. Высоцкий, Г.Т. Казаков, Ю.А. Филимонов, И.В. Шенин, А.С. Хе. РЭ, **35** (5), 959 (1990).
- [28] С.Л. Высоцкий, М.Е. Селезнев, Ю.В. Никулин, А.В. Кожевников, Г.М. Амаханов, А.Г. Темиряев. ФТТ, **66** (7), 1057 (2024). DOI: 10.61011/FTT.2024.07.58373.34HH [S.L. Vysotskii, M.E. Seleznev, Yu.V. Nikulin, A.V. Kozhevnikov, G.M. Amahanov, A.G. Timiryazev. Physics of the Solid State, **66** (7), 1023 (2024). DOI: 10.61011/PSS.2024.07.58970.34HH]
- [29] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. *Магнитные колебания и волны* (Физматлит, М., 1994), 464 с. [A.G. Gurevich, G.A. Melkov. *Magnetization Oscillations and Waves* (CRC Press, London, 2020), 464 p. <https://doi.org/10.1201/9780138748487>]
- [30] М.Е. Селезнев, Ю.В. Никулин, Ю.В. Хивинцев, С.Л. Высоцкий, А.В. Кожевников, В.К. Сахаров, Г.М. Дудко, Ю.А. Филимонов. Известия вузов. ПНД, **31** (2), 225 (2023). DOI: 10.18500/0869-6632-003032 [M.E. Seleznev, Y.V. Nikulin, Y.V. Khivintsev, S.L. Vysotskii, A.V. Kozhevnikov, V.K. Sakharov, G.M. Dudko, Yu.A. Filimonov. Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics, **31** (2), 225 (2023). DOI: 10.18500/0869-6632-003032]
- [31] Ю.В. Никулин, Ю.В. Хивинцев, М.Е. Селезнев, С.Л. Высоцкий, В.К. Сахаров, А.В. Кожевников, Г.М. Дудко, А.Г. Хитун, С.А. Никитов, Ю.А. Филимонов. Письма в ЖЭТФ, **119** (9), 676 (2024). DOI: 10.31857/S1234567824090076 [Yu.V. Nikulin, Yu.V. Khivintsev, M.E. Seleznev, S.L. Vysotskii, V.K. Sakharov, A.V. Kozhevnikov, G.M. Dudko, A.G. Khitun, S.A. Nikitov, Yu.A. Filimonov. J. Exp. Theor. Phys. Lett., **119** (9), 688 (2024). DOI: 10.1134/S0021364024600502]
- [32] В.С. Львов. *Нелинейные спиновые волны* (Наука, М., 1987), 272 с.
- [33] А.Г. Темиряев. ФТТ, **29** (2), 313 (1987).
- [34] H. Kurebayashi, O. Dzyapko, V.E. Demidov, D. Fang, A.J. Ferguson, S.O. Demokritov. Nature Mater., **10** (9), 660 (2011). DOI: 10.1038/nmat3053
- [35] H. Kurebayashi, O. Dzyapko, V.E. Demidov, D. Fang, A.J. Ferguson, S.O. Demokritov. Appl. Phys. Lett., **99** (16), 162502 (2011). DOI: 10.1063/1.3652911
- [36] H. Sakimura, T. Tashiro, K. Ando. Nat. Commun., **5**, 5730 (2014). DOI: 10.1038/ncomms6730
- [37] Г.М. Амаханов, М.Е. Селезнев, Ю.В. Никулин, С.Л. Высоцкий, В.К. Сахаров, Г.М. Дудко, А.В. Кожевников, Ю.В. Хивинцев, Ю.А. Филимонов. Изв. вузов. Радиофизика, **68** (2), 167 (2025). DOI: 10.52452/00213462\_2025\_68\_02\_167
- [38] Ч. Киттель. *Введение в физику твердого тела* (Наука, М., 1978), 792 с. [Ch. Kittel. *Introduction to solid state physics* (NY, London, Sydney, Toronto)]
- [39] Г.Т. Казаков, А.Г. Сухарев, Ю.А. Филимонов. ФТТ, **32** (12), 3571 (1990).
- [40] С.А. Киров, А.И. Пильщиков, Н.Е. Сырьев. ФТТ, **16** (10), 3051 (1974).
- [41] С.А. Вызулин, С.А. Киров, Н.Е. Сырьев. РЭ, **30** (1), 179 (1985).
- [42] А.В. Вашковский, Э.Г. Локк, В.И. Щеглов. ФТТ, **41** (11), 2034 (1999).