

РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ
В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ И ПЛАЗМЕ

УДК 537.635;537.876.4

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СПИНОВЫХ ВОЛН
В МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПЛАСТИНЕ

© 2019 г. Д. В. Перов¹, *, А. Б. Ринкевич¹, **

¹Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН,
ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108 Российская Федерация

*E-mail: peroff@imp.uran.ru

**E-mail: rin@imp.uran.ru

Поступила в редакцию 17.04.2018 г.

После доработки 25.07.2018 г.

Принята к публикации 30.07.2018 г.

Исследована поляризация собственных волн и суммарного микроволнового поля и намагниченности в ферромагнитной металлической пластине. Изучены изменения поляризации и пространственного распределения суммарного поля и намагниченности при условиях ферромагнитного резонанса и антирезонанса. Установлено, что в распределении амплитуд суммарного микроволнового поля и намагниченности есть как монотонный спадающий по глубине вклад, так и осцилляции, вызванные интерференцией спиновых волн. Показано, что интерференция волн особенно существенна при слабом закреплении спинов на границах пленки. Установлено, что осцилляции угла поворота эллипса поляризации и эллиптичности велики при выполнении условия ферромагнитного антирезонанса.

DOI: 10.1134/S0033849419110202

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы значительно возрос интерес к исследованию спиновых волн в ферромагнитных металлах. Это вызвано тем, что спиновые волны стали использоваться в устройствах магнетики для преобразования спиновых токов в электрические [1, 2]. Знание поляризации волн, их пространственного распределения, результата интерференции собственных волн имеет большое значение для обеспечения эффективного возбуждения и преобразования спиновых волн [3, 4]. Теория распространения спиновых волн в ферромагнитных металлах была развита в работах [5–9]. В теории учтено обменное взаимодействие в ферромагнетике, затухание в магнитной системе, закрепление спинов на границах пластины. Современное состояние проблем исследования колебаний и волн в магнитных средах изложено в монографиях [10, 11].

Методом проникновения электромагнитных волн через тонкие пленки пермаллоя наблюдался ферромагнитный резонанс (ФМР), антирезонанс (ФМАР), а также спин-волновой резонанс (СВР) [12]. В данной работе экспериментально исследовано проникновение электромагнитных волн миллиметрового диапазона. Возбуждение спиновых волн, их распространение в пластине с учетом закрепления спинов в условиях ФМР, ФМАР

и СВР рассмотрено в [13, 14]. Расчету поляризации спиновых волн в пластине посвящена работа [15]. Решение этой задачи имеет практическое значение для параметрического возбуждения волн в магнитных средах с использованием спин-поляризованных токов [16]. В [15] рассмотрена поляризация намагниченности и магнитного поля собственных волн пластины для случаев различной толщины пластины: как меньше, так и больше классической глубины скин-слоя. Там показано, что поляризация микроволнового поля различна в условиях ФМР и ФМАР. В случае тонкой пластины, толщина которой меньше глубины скин-слоя, существенную роль играет интерференция собственных прямых и обратных волн. В тонкой пластине при условии ФМАР и в более слабых внешних полях поляризация микроволновых намагниченности и поля близка к круговой. Вблизи ФМР микроволновое магнитное поле имеет поляризацию, близкую к линейной. В толстой пластине в условии ФМАР поляризация и суммарного поля, и намагниченности близки к круговой с направлением обхода, как в ларморовской волне [5, 15]. В поле ФМР поляризация намагниченности эллиптическая, с ларморовским вращением. Поляризация поля тоже эллиптическая, но этот эллипс очень вытянутый. Во всех случаях слабого закрепления поле и намагниченность анти-ларморовской и электромагнитной

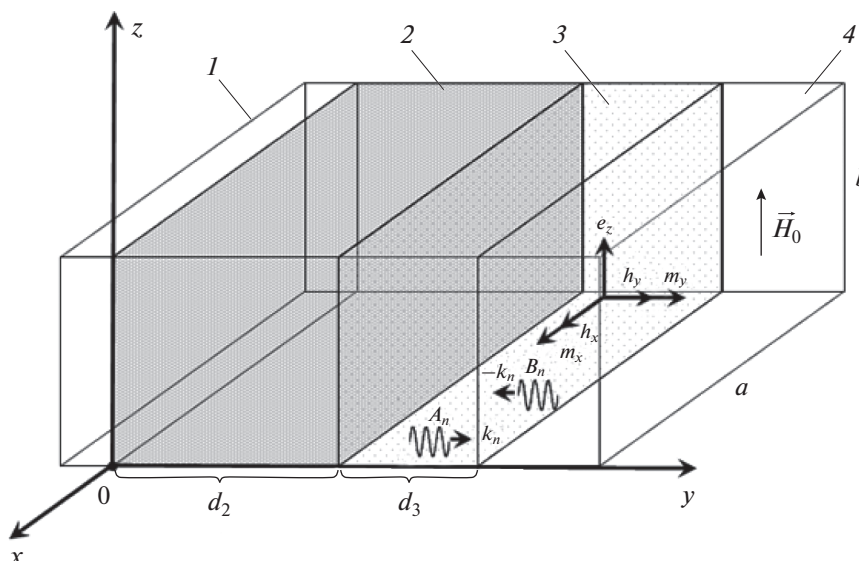


Рис. 1. Расположение волновых векторов и векторов полей по отношению к ферромагнитной пленке на диэлектрической подложке.

собственных волн малы по сравнению с лармовской волной. Однако для нахождения пространственного распределения микроволновых полей и намагниченности внутри пластины требуется учесть наличие прямых и отраженных спиновых волн, принять во внимание одновременное возбуждение нескольких волн и их интерференцию внутри пластины. Эта задача решается в данной работе.

1. КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ РАСЧЕТНОГО МЕТОДА

Прохождение электромагнитных волн через ферромагнитную металлическую пластину и отражение волн от нее будем рассматривать, следуя работам [5, 9, 15]. Запишем уравнения Максвелла для электрического \vec{E} и магнитного поля \vec{H} в металле и уравнения Ландау–Лифшица движения магнитного момента:

$$\text{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\vec{H} + 4\pi \vec{M}); \quad \text{rot} \vec{H} = \frac{4\pi\sigma}{c} \vec{E}, \quad (1)$$

$$\frac{1}{\gamma} \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = \vec{M} \left[\vec{H} + \left(\frac{2A}{M_s^2} \right) \nabla^2 \vec{M} - \left(\frac{G}{\gamma M_s^2} \right) \vec{M} \times \left(\vec{H} + \left(\frac{2A}{M_s^2} \right) \nabla^2 \vec{M} \right) \right], \quad (2)$$

где \vec{M} – намагниченность, σ – проводимость металла, c – скорость света в вакууме, A – обменный параметр, M_s – намагниченность насыщения, $\gamma = ge/2mc$ – гиромагнитное отношение, g – фактор спектроскопического расщепления,

e и m – заряд и масса электрона, G – постоянная Гильберта, характеризующая затухание в магнитной системе.

На рис. 1 представлено расположение векторов распространения и поляризации волн по отношению к рассматриваемой ферромагнитной пленке. Электромагнитная волна падает из вакуума 1 на диэлектрическую подложку 2 с толщиной d_2 и диэлектрической проницаемостью ϵ_s . Далее волна проходит в металлическую ферромагнитную пленку 3 с толщиной d_3 и проводимостью σ . В областях 2 и 3 происходят отражения волн на границах и интерференция. В металлической ферромагнитной пластине существуют волны спиновые лармовская и антилармовская и электромагнитно-подобная [5]. Для антилармовской волны прецессия вектора намагниченности осуществляется по часовой стрелке, если смотреть против направления постоянного магнитного поля, а для лармовской и электромагнитно-подобной волн – против часовой стрелки. Из области 3 волна переходит в 4. Постоянное магнитное поле направлено вертикально вверх, вдоль оси z (см. рис. 1). Систему (1), (2) нужно дополнить граничными условиями для полей и спинов.

Граничные условия для полей имеют обычный вид (см. [15]). Граничные условия для спинов на границе металлической пленки и диэлектрической подложки при $y = d_2$ записываются следующим образом:

$$\frac{\partial m_x}{\partial y} = 0, \quad A \frac{\partial m_y}{\partial y} + K_s^{(d_2)} m_y = 0, \quad (3)$$

а на границе между пленкой и вакуумом при $y = d_2 + d_3 -$

$$\frac{\partial m_x}{\partial y} = 0, \quad A \frac{\partial m_y}{\partial y} - K_s^{(d_2+d_3)} m_y = 0. \quad (4)$$

Здесь m_i – компоненты напряженности микроволнового магнитного поля и намагниченности, $K_s^{(d_2)}$ и $K_s^{(d_2+d_3)}$ – константы закрепления спинов на границах пленки. Ход решения системы (1), (2) с граничными условиями (3), (4) подробно изложен в [14, 15]. Здесь мы рассмотрим способ расчета поляризации собственных волн.

Будем полагать, что все компоненты переменных электромагнитных полей в пленке пропорциональны множителю $\exp(i\omega t - k_n y)$, где $\omega = 2\pi f$ – круговая частота, соответствующая частоте f , t – время, k_n – волновое число, соответствующее одной из мод ферромагнитной среды.

Как было показано ранее [12–15], при рассматриваемой здесь ориентации поля подмагничивания относительно плоскости магнитной пластины в ней распространяются три моды спиновых волн. Согласно [15] будем использовать следующие значения цифрового индекса n для волновых чисел k_n : 1 – антиларморовская спиновая волна L_- ; 2 – ларморовская спиновая волна L_+ ; 3 – электромагнитно-подобная волна E_+ .

Для расчета компонент векторов переменного магнитного поля \vec{h} и намагниченности \vec{m} , соответствующих n -й моде электромагнитных волн, распространяющихся в пластине, используем следующие выражения [13, 14]:

$$h_{x_n}(t, y) = \operatorname{Re}\{F(k_n, y) \exp(i\omega t)\}, \quad (5)$$

$$h_{y_n}(t, y) = \operatorname{Re}\{-4\pi v_n(k_n) F(k_n, y) \exp(i\omega t)\}, \quad (6)$$

$$m_{x_n}(t, y) = \operatorname{Re}\{u(k_n) F(k_n, y) \exp(i\omega t)\}, \quad (7)$$

$$m_{y_n}(t, y) = \operatorname{Re}\{v_n(k_n) F(k_n, y) \exp(i\omega t)\}, \quad (8)$$

где $F(k_n, y) = A_n(k_n) \exp(-k_n y) + B_n(k_n) \exp(k_n y)$,

$$u_n = \frac{K_n^2 - 2i\varepsilon^2}{8\pi i \varepsilon^2};$$

$$v_n = \frac{K_n^4 - (2\varepsilon^2 i + \eta) K_n^2 + 2i\varepsilon^2(1 + \eta)}{8\pi i \varepsilon^2(i\Omega - \alpha(K_n^2 - 1 - \eta))},$$

$\eta = H_0/(4\pi M_s)$ – нормированная напряженность внешнего постоянного магнитного поля, $\Omega = \omega/(4\pi M_s \gamma)$ – нормированная круговая частота, $\alpha = G/(M_s \gamma)$ – нормированный параметр затухания, $\varepsilon = \sqrt{A/2\pi}/(M_s \delta)$ – нормированный обменный параметр, $K_n = k_n \varepsilon \delta$ – нормированное волновое число n -й моды, $\delta = c/\sqrt{2\pi\omega\sigma}$ – глубина скин-слоя. Множители A_n и B_n в формулах (5)–(8)

соответствуют парциальным волнам n -й моды, распространяющимся в положительном и отрицательном направлениях оси y (см. рис. 1).

Модули векторов переменного магнитного поля и переменной намагниченности, соответствующие n -й моде, могут быть определены с использованием формул (5)–(8) в виде

$$h_n(t, y) = \sqrt{h_{x_n}^2(t, y) + h_{y_n}^2(t, y)}, \quad (9)$$

$$m_n(t, y) = \sqrt{m_{x_n}^2(t, y) + m_{y_n}^2(t, y)}.$$

Для векторов \vec{h} и \vec{m} будем использовать обозначения t_h^{\min} , t_h^{\max} и t_m^{\min} , t_m^{\max} , соответствующие моментам времени $t \in [0; T]$, $T = f^{-1}$, когда их модули принимают соответственно минимальные и максимальные значения.

Углы поворота относительно оси x главных полуосей эллипсов, являющихся траекториями прецессии векторов \vec{h} и \vec{m} , определяются выражениями

$$\varphi_h(y) = \arctg\left(\frac{h_y(t_h^{\max}, y)}{h_x(t_h^{\max}, y)}\right), \quad (10)$$

$$\varphi_m(y) = \arctg\left(\frac{m_y(t_m^{\max}, y)}{m_x(t_m^{\max}, y)}\right),$$

а эллиптичности этих траекторий – формулами

$$\varepsilon_h(y) = \frac{h(t_h^{\min}, y)}{h(t_h^{\max}, y)}, \quad \varepsilon_m(y) = \frac{m(t_m^{\min}, y)}{m(t_m^{\max}, y)}. \quad (11)$$

Отметим, что используемые в (10) и (11) обозначения h и m , а также h_x , h_y и m_x , m_y могут быть отнесены как к модулям и компонентам векторов, соответствующих одной из мод ферромагнитной среды, так и к суммарным полям, т.е. к их суммам, для всех трех мод, в зависимости от рассматриваемой ситуации.

2. АМПЛИТУДА И ПОЛЯРИЗАЦИЯ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ПОЛЕЙ В ПЛАСТИНЕ

Интерференция спиновых волн наиболее ярко проявляется в достаточно толстой пластине, по толщине которой укладывается несколько длин волн. Рассмотрим изменение амплитуды и поляризации высокочастотных полей внутри пластины толщиной $d_3 = 2$ мкм с параметрами: $A = 1.16 \times 10^{-6}$ эрг/см, $M_s = 810$ Гс, $\sigma = 5 \times 10^6$ См/м, $\alpha = 0.01$ [15]. Если амплитуды собственных волн, распространяющихся в прямом и обратном направлениях в пластине, сопоставимы по величине, то можно ожидать осцилляционных изменений поля от точки к точке внутри пластины. Можно предполагать, что

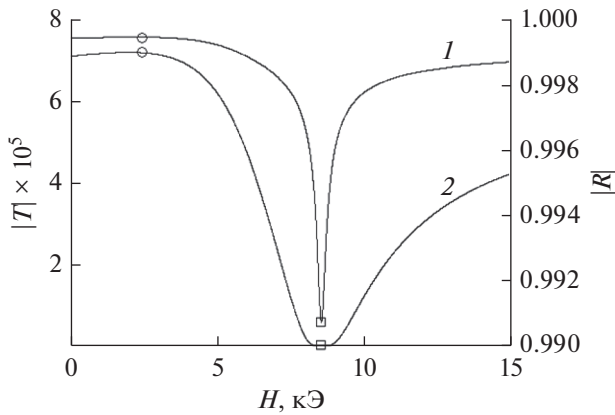


Рис. 2. Зависимости коэффициентов отражения (1) и прохождения (2) микроволн частотой $f = 36$ ГГц от магнитного поля для тонкой пластины толщиной 2 мкм при слабом закреплении спинов: $K_s^{(d_2)} = K_s^{(d_2+d_3)} = 0.1$ эрг/см². Значения коэффициентов при ФМАР отмечены кружочками, а при ФМР – квадратами.

эти осцилляционные изменения будут сказываться особенно сильно при условии ФМАР, когда затухание волн наименьшее [13, 14]. Результаты расчетов модулей коэффициентов прохождения $|T|$ и отражения $|R|$ волн показаны на рис. 2. В левых зависимостях коэффициентов видны особенности, вызванные ФМАР, ФМР. Рассмотрим случай слабого закрепления спинов на границе пленки $K_s^{(d_2)} = K_s^{(d_2+d_3)} = 0.1$ эрг/см².

Рассмотрим пространственные распределения амплитуд суммарного поля и намагниченности, рассчитанные по формулам (9). Изменения амплитуд обоих полей на рис. 3а можно представить в виде суммы составляющих: монотонного и приблизительно линейного уменьшения амплитуды с ростом глубины – расстояния, которое отсчитывается от границы пленки с подложкой ($y = d_2$) в положительном направлении оси y , и затухающих осцилляций с пространственным периодом 43 нм. Анализ дисперсионных зависимостей, выполненный в [13], позволяет установить, что этот период осцилляций вызван интерференцией прямой и обратной ларморовской спиновой волны. Значительно сильнее сказывается интерференция волн на поляризации, т.е. величине угла наклона ϕ большей оси эллипса поляризации, и эллиптичности, т.е. отношении размеров осей эллипса поляризации ϵ , $|\epsilon| > 1$.

Изменения ϕ и ϵ по глубине, полученные с использованием формул (10) и (11), показаны на рис. 3б, 3в. Осцилляции этих величин также имеют период 43 нм. Осцилляции выражены в более сильной степени вблизи границ пластины. Величина осцилляций угла поворота очень значитель-

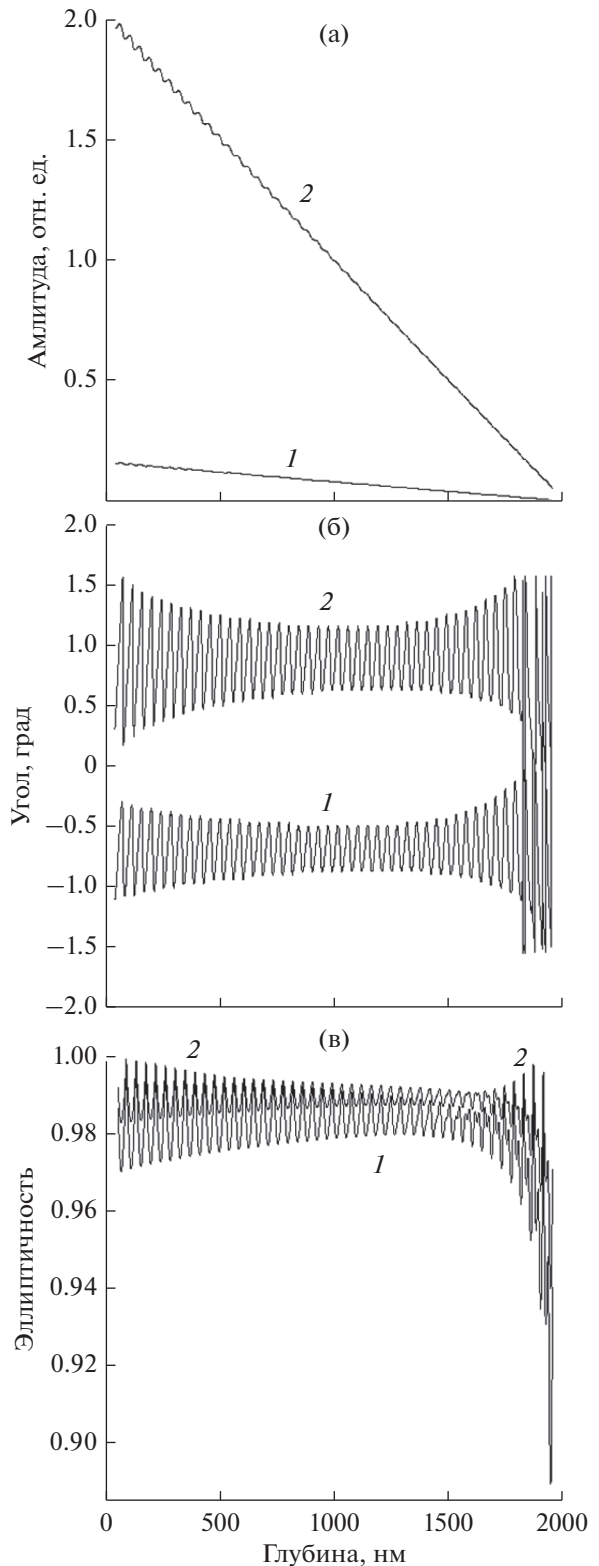


Рис. 3. Изменение амплитуды (а), угла поворота большей оси (б) и отношения осей (в) эллипса поляризации по толщине пластины при условии ферромагнитного антирезонанса для суммарных микроволновых полей: 1 – намагниченность; 2 – напряженность магнитного поля. Расчетные параметры: $H = 2.5$ кЭ, $f = 36$ ГГц, $K_s^{(d_2)} = K_s^{(d_2+d_3)} = 0.1$ эрг/см².

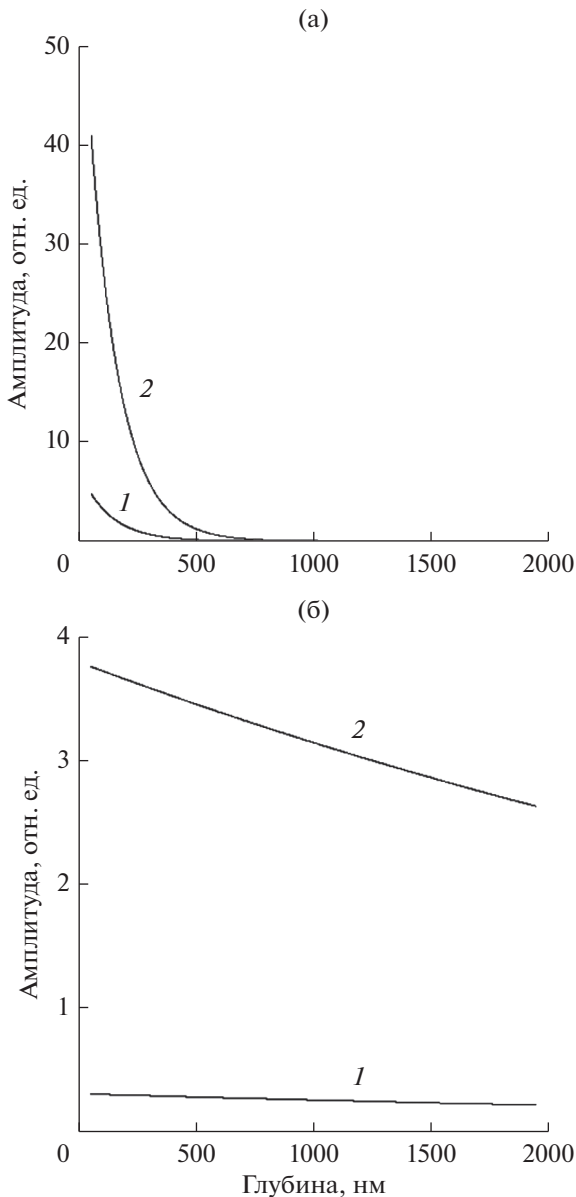


Рис. 4. Изменения амплитуд по толщине пластинки для намагниченности и микроволнового магнитного поля электромагнитно-подобной моды E_+ . Расчетные параметры: $f = 36$ ГГц; (а) $H = 8.5$ кЭ (условие ФМР), $K_s^{(d_2)} = K_s^{(d_2+d_3)} = 0.1$ эрг/см² (слабое закрепление спинов); (б) $H = 2.5$ кЭ (условие ФМАР), $[K_s^{(d_2)} = K_s^{(d_2+d_3)} = 0.6$ эрг/см² (сильное закрепление спинов).

на, она превышает 1 рад. Размах осцилляций эллиптичности на большей части толщины пластины невелик, от 0.97 до 0.995. Другими словами, поляризация поля близка к круговой и амплитуда поля прямой волны значительно превышает амплитуду обратной. Только вблизи дальней границы пластины эллиптичность уменьшается из-за

возрастания влияния отраженной от границы волны.

Результаты расчетов для двух характерных случаев показаны на рис. 4. Ограничимся рассмотрением наибольшей по амплитуде электромагнитно-подобной волны E_+ . На рис. 4а представлены результаты расчета при условии ФМР $H = 8.5$ кЭ $\approx H_{\text{ФМР}}$ при слабом закреплении спинов $K_s^{(d_2)} = K_s^{(d_2+d_3)} = 0.1$ эрг/см². Амплитуды намагниченности и магнитного поля экспоненциально уменьшаются по мере удаления от поверхности ввода волны с глубиной затухания около 200 нм. Напряженность поля электромагнитно-подобной волны имеет эллиптичность около 0.68 по всей толщине пластины 2000 нм и угол поворота большей оси эллипса, близкий к нулю. Намагниченность электромагнитно-подобной волны близка к линейной поляризации с углом поворота φ , равным $\pi/2$. Расчет показал, что для случая сильного закрепления спинов на границе $K_s^{(d_2)} = K_s^{(d_2+d_3)} = 0.6$ эрг/см² и при условии ФМР $H = 8.5$ кЭ $\approx H_{\text{ФМР}}$ для амплитуды и поляризации намагниченности и поля электромагнитно-подобной волны получаются очень похожие результаты.

Иной результат получается при условии ФМАР $H = 2.5$ кЭ $\approx H_{\text{ФМАР}}$ (рис. 4б): глубина проникновения волны резко увеличилась и намного превысила толщину ферромагнитной пластины 2000 нм. Поляризация и микроволнового поля, и намагниченности для электромагнитно-подобной волны весьма близка к круговой.

Выполненные нами расчеты показали, что пространственное распределение амплитуды собственных волн оказалось приблизительно одинаковым как при слабом, так и при сильном закреплении спинов на границах пленки. В частности, в условиях ФМАР при $H = 2.5$ кЭ антиларморовская спиновая волна S_- спадает крайне быстро, на расстоянии в несколько нанометров. Электромагнитно-подобная волна E_+ спадает в e раз на расстоянии примерно 700 нм. Ларморовская спиновая волна S_+ спадает на толщине пленки на $\sim 30\%$. Разумеется, это явление проникновения волны сквозь металл в условиях ФМАР хорошо известно [17]. При условии ФМР в поле $H = 8.5$ кЭ антиларморовская спиновая волна S_- также спадает крайне быстро. Электромагнитно-подобная волна E_+ спадает на расстоянии примерно 150 нм, а ларморовская спиновая волна S_+ спадает на расстоянии примерно 150 нм, так же как и электромагнитно-подобная волна.

Теперь рассмотрим пространственные распределения амплитуд суммарного поля и намагниченности при сильном закреплении $K_s^{(d_2)} = K_s^{(d_2+d_3)} = 0.6$ эрг/см². Отдельно рассмотрим случаи ферромагнитного резонанса и антирезонанса, так

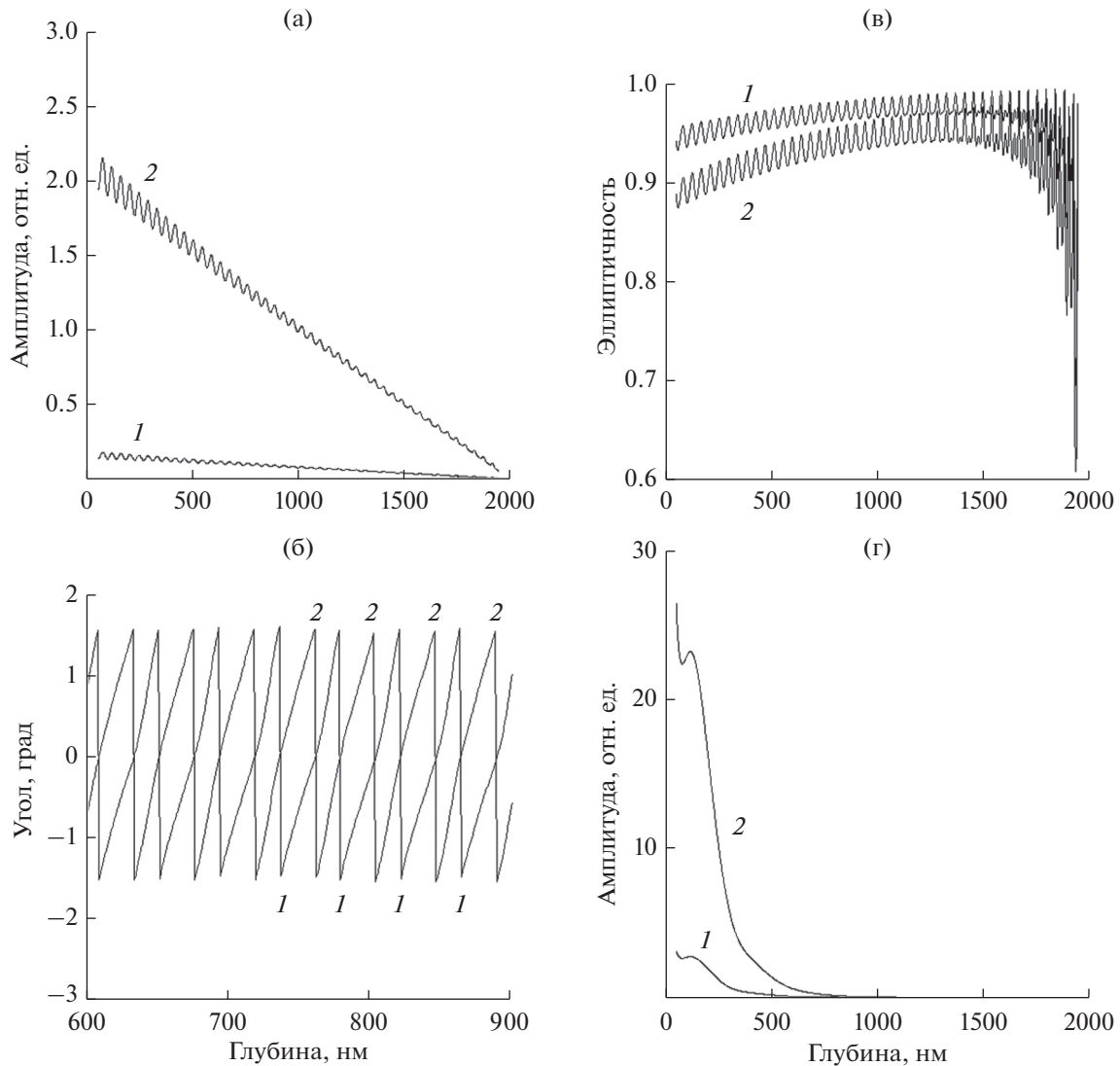


Рис. 5. Изменения амплитуд (а), (г), угла поворота большей оси эллипса (б) и эллиптичности (в) по толщине пластины для суммарных полей. Расчетные параметры: $f = 36$ ГГц, $K_s^{(d_2)} = K_s^{(d_2+d_3)} = 0.6$ эрг/см² (сильное закрепление спинов); (а), (б), (в) – $H = 2.5$ кЭ (условие ФМАР); (г) $H = 8.5$ кЭ (условие ФМР).

как распределение и поляризация полей при этих условиях радикально отличаются. При условии ФМАР в поле $H = 2.5$ кЭ микроволновые напряженность поля и намагниченность спадают в целом почти линейно по глубине (рис. 5а). Кроме линейного вклада на рисунке видны осцилляции амплитуды поля как функция глубины. Угол поворота φ и эллиптичность испытывают сильнейшие осцилляции. Угол поворота φ изменяется от $-\pi/2$ до $+\pi/2$. Осцилляции вызваны интерференцией моды S_+ . Размах осцилляций эллиптичности резко увеличивается при приближении к дальней стороне пластины.

Распределение поля при условии ФМР при $H = 8.5$ кЭ значительно отличается от предыду-

щего случая и от результатов работы [18], в которой интерференция спиновых волн не принималась во внимание. Пространственное распределение намагниченности оказывается немонотонным с локальным максимумом на глубине около 180 нм. Наличие максимума связано с существованием сопоставимых по амплитуде волн. На глубине свыше 200 нм спадание намагниченности близко к экспоненциальному. Осцилляций намагниченности и напряженности поля на рис. 5б не видно. Это вполне объяснимо, поскольку при ФМР амплитуды волн из-за поглощения существенно уменьшаются и условия для интерференции ухудшаются. Осцилляции угла поворота и эллиптичности в этом случае не видны. Кроме этого, существенного пространственного изменения поля-

ризации тоже нет. Величина угла поворота и эллиптичность суммарного микроволнового поля близки к тем же величинам для электромагнитно-подобной волны в аналогичных условиях. Это сходство в условиях ФМР неудивительно, поскольку электромагнитно-подобная волна имеет наибольшую амплитуду среди собственных волн.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследовано распространение и интерференция спиновых волн в ферромагнитной металлической пластине. Разработан метод расчета поляризации волн и выполнены расчеты поляризации в различных внешних полях: в условиях ФМР, ФМАР. Рассмотрена поляризация собственных волн и суммарного микроволнового поля и микроволновой намагниченности в ферромагнитной металлической пластине.

Показано, что в распределении амплитуд суммарного микроволнового поля и намагниченности есть монотонный спадающий по глубине вклад и осцилляции, вызванные интерференцией прямой и обратной ларморовской спиновой волн. Обнаружено, что интерференция волн особенно существенна при слабом закреплении спинов на границах пленки. Осцилляции угла поворота эллипса поляризации и эллиптичности велики при условии ФМАР.

Результаты расчетов важны для понимания законов распространения спиновых волн в пластинах и могут быть полезны для расчета оптимальных условий возбуждения и преобразования волн в устройствах магноники.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена на бюджетной основе в рамках государственного задания (тема “Функция”, № АААА-А19-119012990095-0), а также при частичной

финансовой поддержке Российского научного фонда (раздел 2, проект № 17-12-01002).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kruglyak V.V., Demokritov S.O., Grundler D.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. P. 264001.
2. *Chumak A.V., Vasyuchka V.I., Serga A.A., Hillebrands B.* // Nat. Phys. 2015. V. 11. P. 453.
3. *Чурбанов А.М., Климов А.А., Садовников А.В. и др.* // РЭ. 2015. Т. 60. № 9. С. 944.
4. *Локк Э.Г.* // РЭ. 2016. Т. 61. № 1. С. 35.
5. *Ament W.S., Rado G.T.* // Phys. Rev. 1955. V. 97. № 6. P. 1558.
6. *Yelon A., Spronken G., Bui-Thieu T. et al.* // Phys. Rev. B. 1974. V. 10. № 3. P. 1070.
7. *Hurben M.J., Patton C.E.* // JMMM. 1996. V. 163. P. 39.
8. *Puzkarski H., Tomczak P.* // Phys. Rev. B. 2015. V. 91. P. 195437.
9. *Гуревич А.Г., Мелков Г.А.* Магнитные колебания и волны. М.: Физматлит, 1994.
10. *Stancil D.D., Prabhakar A.* Spin Waves: Theory and Applications. N.Y.: Springer, 2009.
11. *Magnonics: From Fundamentals to Applications / Eds Demokritov S.O., Slavin A.N.* Heidelberg: Springer, 2013.
12. *Ринкевич А.Б., Перов Д.В., Васковский В.О., Лена-ловский В.Н.* // ЖТФ. 2009. Т. 79. № 9. С. 96.
13. *Rinkevich A.B., Perov D.V., Vaskovsky V.O.* // Phys. Scr. 2011. V. 83. P. 015705.
14. *Perov D.V., Rinkevich A.B., Demokritov S.O.* // Phys. Scr. 2016. V. 91. P. 025802.
15. *Перов Д.В., Ринкевич А.Б., Демокритов С.О.* // РЭ. 2019. Т. 64. № 3. С. 281.
16. *Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Чигарев С.Г.* // РЭ. 2015. Т. 60. № 5. С. 441.
17. *Гейнрих Б., Мещеряков В.Ф.* // Письма в ЖЭТФ. 1969. Т. 9. № 11. С. 618.
18. *Fraitová D.* // Phys. Stat. Sol. (b). 1983. V. 120. P. 659.