

вида  $L_y M_x \pm L_x M_y$ ,  $E_y M_x L_y$ ,  $E_y M_y L_z$ , обусловленные искажениями исходной структуры.

В заключение приведем члены термодинамического потенциала  $\Phi$  в переменных  $E$  и  $H$ , которые он должен содержать для описания наблюдавшихся нами магнитоэлектрических эффектов:

$$\begin{aligned} \Phi_{ME} = & k_i H_i + \alpha_{ik} E_i H_k + \gamma_{ik} E_i H_k^2 + \\ & + \beta_{ikl} E_i H_k H_l + \tau_{ik} E_i^2 H_k^2. \end{aligned} \quad (6)$$

В наших экспериментах обнаружены ненулевые коэффициенты  $\alpha_{zx}$ ,  $\alpha_{xy}$ ,  $\alpha_{xz}$ ,  $\gamma_{zx}$ ,  $\gamma_{xz}$ ,  $\beta_{xzx}$ ,  $\beta_{zxy}$ ,  $\tau_{zx}$ ,  $\tau_{xy}$ ,  $\tau_{xz}$ ,  $k_x$ .

Работа поддержана Международным научным фондом и Российской фондом фундаментальных исследований.

## Список литературы

- Chatopadyay T, Brown P J, Roessli B et al. *Phys. Rev. B* **46** 5731 (1992)
- Chatopadyay T, Brown P J, Stepanov A A et al. *Phys. Rev. B* **44** 9486 (1991)
- Wiegmann H, Stepanov A A, Vitebsky I M et al. *Phys. Rev. B* **49** 10039 (1994)
- Хлюстиков И Н *ПТЭ* **2** 167 (1993)
- Звягин А И, Яблонский Д А, Пащенко В А и др. *ФНТ* **18** 1 (1992)
- Астров Д Н *ЖЭТФ* **38** 984 (1960)
- Thompson J, Cheong S-W, Brown S E et al. *Phys. Rev. B* **39** 6660 (1989)
- Stepanov A A, Wyder P, Chatopadyay T et al. *Phys. Rev. B* **48** 12979 (1993)
- Ascher E, Rieder H, Schmid H, Stoessel H *J. Appl. Phys.* **37** 1404 (1966)

PACS numbers: 75.30.Ds, 75.30.Et, 75.50.Gg

## Короткие спиновые волны обменной природы в ферритовых слоях: возбуждение, распространение и перспективы применений

П.Е. Зильберман, А.Г. Темирязев,  
М.П. Тихомирова

### 1. Введение

Существуют два механизма переноса энергии в спиновой волне: за счет 1) магнитодипольного взаимодействия спинов и 2) обменного взаимодействия. В так называемых магнитостатических волнах (МСВ) доминирует первый из указанных механизмов. Волны, в которых превалирует второй механизм, будем называть обменными спиновыми волнами (ОСВ).

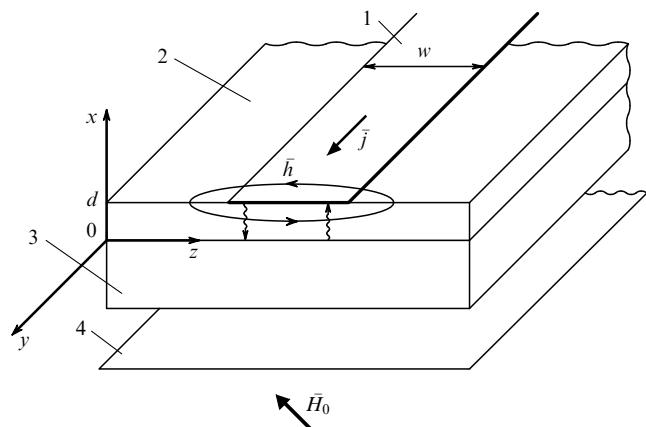
ОСВ были открыты в знаменитой работе Блоха [1]. Они могут иметь весьма короткие длины волн  $\lambda < 1$  мкм и поэтому занимают основную часть фазового пространства элементарных возбуждений феррита. На сегодняшний день ОСВ исследованы в экспериментальном плане очень слабо, гораздо слабее, чем длинноволновые (с  $\lambda > 20$  мкм) МСВ. Достаточно сказать, что до сих пор отсутствовали эффективные методы возбуждения ОСВ с заданной частотой и направлением распространения. Мы хотели бы сообщить здесь об основных идеях и результатах наших исследований последнего времени, направленных на освоение бегущих ОСВ, как нового

экспериментального метода и средства для обработки сигналов.

### 2. Проблема электромагнитного возбуждения ОСВ

Проблема состоит в том, чтобы обеспечить синхронное возбуждение при большом различии между длиной возбуждающей электромагнитной волны ( $\lambda_{EM}$ ) и длиной возбуждаемой ОСВ ( $\lambda$ ). Например, типичны такие порядки величин:  $\lambda_{EM} \sim 1-10$  см и  $\lambda \sim 0,1-1$  мкм. Требуемый синхронизм можно обеспечить с помощью преобразователей (антенн). В качестве преобразователя может служить, в принципе, любым образом созданная электродинамическая неоднородность вблизи поверхности или внутри объема феррита. Важно, чтобы в спектре пространственных гармоник электромагнитного поля вокруг такой неоднородности существовала гармоника с волновым вектором  $\mathbf{q}$ . Тогда, если в спектре феррита на частоте электромагнитной волны имеется ОСВ с волновым вектором  $\mathbf{q}$ , то такая ОСВ и будет возбуждена.

На рис. 1 схематически показано, как осуществляется возбуждение спиновых волн с помощью металлической полоски с СВЧ током, приближенной к поверхности ферритового слоя. Магнитное поле  $\mathbf{h}$  СВЧ тока  $\mathbf{j}$  меняется на расстояниях порядка ширины полоски  $w$ . Поэтому такое поле способно возбуждать спиновые волны с  $q \leq \pi/w$ . При типичных значениях  $w \sim 20 \div 50$  мкм это дает  $\lambda = 2\pi/q \geq 40 \div 100$  мкм. Дальнейшее существенное укорочение длины волны за счет уменьшения  $w$  вызывает большие трудности, поскольку столь узкие полоски не удается согласовать с имеющимися источниками СВЧ тока.



**Рис. 1.** Структура для возбуждения ОСВ: 1 — металлическая полоска шириной  $w$ ; 2 — ферритовая пленка толщиной  $d$ ; 3 — подложка; 4 — металлическое основание (заземлено);  $\mathbf{H}_0$  — статическое внешнее магнитное поле;  $\mathbf{h}$  — СВЧ магнитное поле тока  $\mathbf{j}$  (показан стрелкой), замкнутая линия со стрелками — силовая линия  $h$ ; волнистые линии — возбужденная и отраженная ОСВ

Между тем имеется простая возможность возбуждения коротких ОСВ, связанная с наличием граничной поверхности пленки. Такая поверхность создает неоднородность по направлению нормали к ней. Стало быть, возбуждаемые ОСВ должны бежать по нормали. Поясним существование дела на примере поверхности с полностью закрепленными спинами. Итак, пусть при  $x = d$  (см. рис. 1) угол прецессии намагниченности в поле  $\mathbf{h}$  равен нулю (спины закреплены). Тогда вблизи поверхности на

расстояниях от нее порядка обменной длины  $l_{\text{exch}} \sim 10^{-6}$  см этот угол будет постепенно нарастать от нуля до нормального значения в глубине ферритового слоя. Неоднородность угла прецессии в приповерхностном слое играет роль антенны, способной излучать короткие ОСВ с  $\lambda \geq l_{\text{exch}}$ .

Казалось бы, такой механизм возбуждения ОСВ давно известен из опытов по спин-волновому резонансу (СВР) [2]. Однако при СВР волна отражается от противолежащей поверхности  $x = 0$  и, возвращаясь к исходной поверхности  $x = d$ , преобразуется обратно в СВЧ сигнал. СВР наблюдается только в тех случаях, когда за много циклов пробега волны между поверхностями  $x = 0$  и  $x = d$  происходит накопление энергии в плоско-параллельном ферритовом резонаторе. Поэтому сам факт наблюдения СВР еще не дает информации об эффективности процесса преобразования.

В работе [3] впервые экспериментально исследовалось возбуждение коротких ОСВ в режиме распространения. Для этого в полосковом преобразователе (см. рис. 1) создавались прямоугольные импульсы СВЧ тока, а возбуждение ОСВ регистрировалось по эхо-импульсам — результату обратного преобразования спиновых волн, вернувшихся к преобразователю после отражения от противолежащей границы пленки. Длительность импульса ОСВ была меньше времени его пробега по толщине пленки. Поэтому накопления энергии в пленке не происходило. Оказалось, что без специальной обработки поверхности пленки никаких эхо-импульсов обнаружить не удается, даже если в непрерывном режиме наблюдаются ярко выраженные линии СВР. Эхо-импульсы удалось обнаружить только в пленках, подвергнутых имплантации ионов Не и Не. При этом оцененная по интенсивности этих эхо-импульсов эффективность преобразования была достаточно большой (порядка 30%).

В чем состояла роль имплантации? Исходя из предположения, что имплантация усиливает поверхностное закрепление спинов, в [4] был выполнен расчет эффективности возбуждения ОСВ. Пленка рассматривалась как однородная, но на поверхности  $x = 0$  накладывалось граничное условие закрепления спинов. Вычислялся поток энергии ОСВ, уносимой от полоски в глубь пленки. Опуская детали, отметим лишь, что в реальных условиях эффективность возбуждения при любой степени закрепления спинов получилась небольшой (порядка 0,03%). Такая оценка могла бы объяснить, почему эхо-импульсы не были обнаружены в экспериментах с неимплантированными однородными пленками, однако роль имплантации остается загадочной. Понятно, во всяком случае, что роль имплантации не сводится просто к усилиению закрепления спинов. Дальнейшие эксперименты [5] внесли некоторую ясность в этот вопрос.

### 3. Эксперименты с ОСВ в неоднородных по толщине пленках ЖИГ

Схема измерений показана на рис. 2. Пленка 1 через диэлектрическую прокладку толщиной 100–500 мкм прижималась к металлической полоске 2, имевшей ширину  $w = 0,5$  мм. К полоске через циркулятор 3 подводилась СВЧ мощность  $P_{\text{in}}$ . Отраженная мощность  $P_{\text{out}}$  выводилась также через циркулятор и исследовалась в зависимости от внешнего поля  $H_0$  при фиксированной

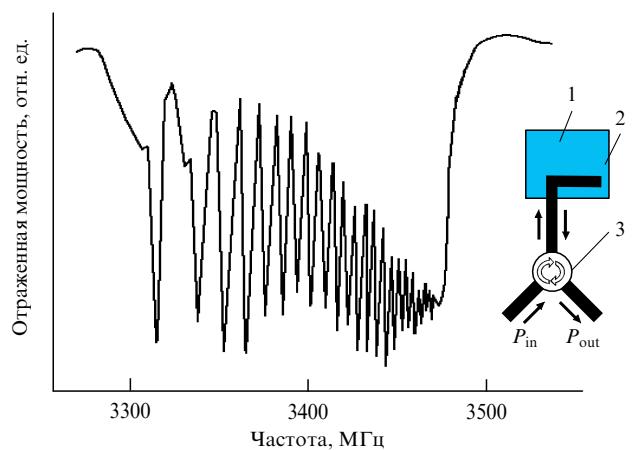


Рис. 2. Широкий спектр поглощения — частотная зависимость отраженной от образца СВЧ мощности (пленка ЖИГ ориентации [111] намагничена в параллельном поверхности поле  $H_0$ ;  $d = 12,5$  мкм;  $H_0 = 564$  Э) и схема измерений: 1 — пленка ЖИГ; 2 — полосковый преобразователь; 3 — циркулятор;  $P_{\text{in}}$  — падающая СВЧ мощность;  $P_{\text{out}}$  — отраженная СВЧ мощность

частоте  $\omega$  или в зависимости от частоты  $\omega$  при фиксированном поле  $H_0$ . Исследуемые пленки имели толщины  $d = 10 \div 20$  мкм и размеры в плоскости порядка нескольких сантиметров. Среди этих пленок были обнаружены такие, ширина спектра поглощения в которых аномально велика и составляет сотни мегагерц.

На рис. 2 показан типичный пример спектра поглощения такой пленки. Внутри широкого по частоте провала  $P_{\text{out}}$  видны пики отражения. Вариации размеров пленки в плоскости не оказывали на эти пики никакого влияния. Это позволило предположить, что сами пики возникают вследствие спин-волнового резонанса по толщине. Известно, однако, что частоты пики СВР  $\omega_n$  в однородной пленке должны зависеть от номера резонанса  $n$  как  $n^2$  [2]. Любые отклонения от этого закона указывают на неоднородность магнитных параметров пленки [6, 7]. В данном случае, как видно из рис. 2, закон  $n^2$  не выполняется. Эксперименты показали, что хотя фактическая зависимость  $\omega_n$  от  $n$  получается различной при переходе от пленки к пленке или при изменении направления поля  $H_0$ , но для всех пленок с аномально широким спектром поглощения закон  $n^2$  не выполняется.

На рис. 3 приведены типичные зависимости частот  $\omega_n$  в центре пики от номера  $n$ , построенные на основе измеренных спектров поглощения. В поле  $H_0$ , параллельном поверхности, наблюдалась десятки пики, которые сгущались с ростом  $n$ . В той же пленки, но помещенной в перпендикулярное к поверхности поле  $H_0$ , число пики достигало 120, причем все они располагались эквидистантно. Ширина спектра поглощения составляла при этом около 1 ГГц.

Отклонения от закона  $n^2$  действительно вызваны неоднородностью пленок. В настоящее время разработана технология выращивания пленок ЖИГ методом жидкокристаллической эпитаксии с наперед заданным профилем неоднородности. (Технология разработана А.В. Маряхиным и А.С. Хе.) Наши исследования таких пленок однозначно показали, что можно синтезировать вид спектра СВР путем подходящего подбора профиля неоднородности.

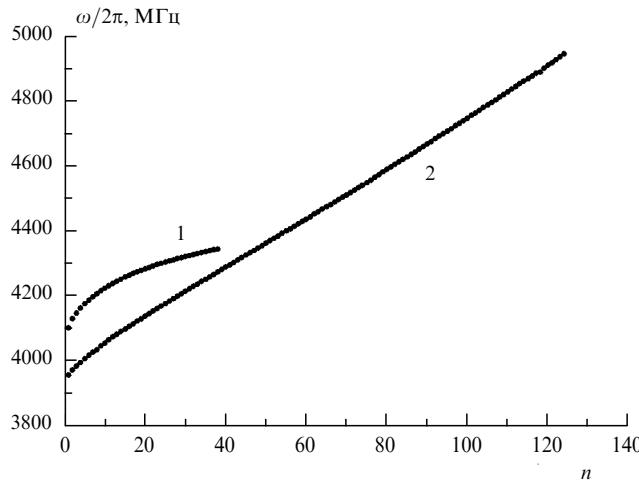


Рис. 3. Зависимость резонансной частоты  $\omega_n$  от номера резонанса  $n$ : 1 — пленка ЖИГ (ориентация [111],  $d = 17$  мкм) в параллельном магнитном поле  $H_0 = 808$  Э; 2 — та же пленка ЖИГ в перпендикулярном поле  $H_0 = 3505$  Э

Обращает на себя внимание большая глубина пропала  $P_{\text{out}}$  на частотах вне резонансных пиков. На таких частотах отражение СВЧ сигнала отсутствует почти полностью. Отсутствие отражения свидетельствует о высокой эффективности возбуждения ОСВ.

#### 4. Теоретическое описание ОСВ в неоднородных пленках

В основу теории мы положили тот факт, что обменная длина ( $l_{\text{exch}}$ ) гораздо меньше масштаба неоднородности ( $\Lambda$ ):

$$l_{\text{exch}} \ll \Lambda. \quad (1)$$

В самом деле,  $\Lambda$  определяется либо толщиной пленки, либо толщиной имплантированного слоя, т.е. лежит в пределах 10–1 мкм, что на 2–3 порядка превосходит  $l_{\text{exch}}$ .

В неоднородной пленке длина ОСВ  $\lambda(x)$  меняется при распространении. В тех точках внутри пленки, в которых выполнены условия  $l_{\text{exch}} \ll \lambda(x) \ll \Lambda$ , распространение описывается в приближении ВКБ. Однако указанные условия могут нарушаться вблизи отдельных точек  $l$ , называемых "точками поворота", в которых  $\lambda(l) \rightarrow \infty$ . Вблизи таких особых точек отыскивается точное решение и сшивается с ВКБ решением. В результате получено, что возбуждение ОСВ происходит именно вблизи точек поворота, где  $\lambda$  велико и обеспечивается наилучший синхронизм с электромагнитной волной.

Рассмотрим далее только пленки с монотонным профилем неоднородности. Внутри таких пленок может существовать не более одной точки поворота, причем координата этой точки  $l$  зависит от  $\omega$  и  $H_0$ . Удобно ввести в рассмотрение изменение фазы ОСВ:

$$\varphi(\omega, H_0) = 2 \int_0^{l(\omega, H_0)} |q(x, \omega, H_0)| dx + \varphi_0, \quad (2)$$

где  $0 \leq l(\omega, H_0) \leq d$ . Первое слагаемое описывает набег фазы при распространении, а второе — скачок фазы при отражении ОСВ от поверхности  $x = 0$  ( $\varphi_0 = 3\pi/2$  для свободных и  $\varphi_0 = \pi/2$  для закрепленных спинов). Выра-

жение для волнового числа ОСВ  $q$  получается различным в зависимости от направления  $\mathbf{H}_0$ . При  $\mathbf{H}_0$ , направленном перпендикулярно пленке, оно имеет вид

$$q(x)^2 = \frac{1}{D} \left[ \frac{\omega}{\gamma} - H_0 + 4\pi M(x) \right], \quad (3)$$

где  $D$  — обменная постоянная,  $\gamma$  — гиромагнитное отношение,  $4\pi M(x) = 4\pi M_S(x) - H_A(x)$ ,  $M_S$  — намагниченность насыщения,  $H_A(x)$  — поле анизотропии. На языке фазы (2) условие наступления СВР формулируется достаточно просто:

$$\varphi(\omega_n, H_0) = 2\pi n \quad (4)$$

для каждого  $n = 1, 2, \dots, N$ .

Соотношения (2)–(4) хорошо описывают эксперимент. В частности, они позволяют восстановить профиль неоднородности [функцию  $4\pi M(x)$ ] по известным из эксперимента частотам СВР  $\omega_n$ . Приравнивая  $q^2 = 0$ , из (3) находим последовательность значений  $4\pi M_n$  в точках поворота на частотах  $\omega = \omega_n$ . Для восстановления профиля теперь достаточно найти координаты этих точек поворота  $l(\omega_n, H_0)$ . Аппроксимируем зависимость  $4\pi M(x)$  между соседними точками поворота линейной функцией и подставляем ее в систему уравнений (4), учитывая определение (2). Находим из уравнений (4) все координаты  $l(\omega_n, H_0)$ . Типичный восстановленный таким путем профиль показан на рис. 4. Видно, что получается практически один и тот же профиль независимо от направления  $\mathbf{H}_0$ . Это подтверждает правильность принятой теоретической модели.

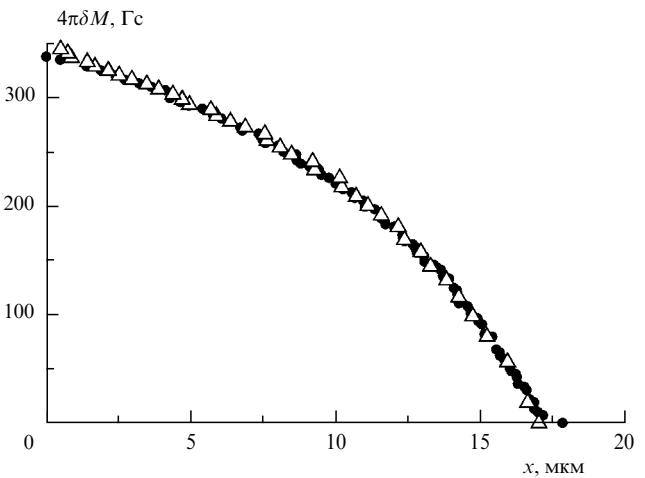


Рис. 4. Восстановленный профиль относительного изменения эффективной намагниченности  $4\pi\delta M(x) \equiv 4\pi M(x) - 4\pi M(d)$  по толщине пленки ЖИГ ориентации [111];  $d = 17$  мкм. Данные получены путем обработки спектров, приведенных на рис. 3; ● соответствуют данным, рассчитанным из спектров перпендикулярно намагниченной пленки, △ — из спектров параллельно намагниченной пленки

В данной модели границы полосы поглощения определяются теми частотами  $\omega_0$  и  $\omega_d$ , при которых точка поворота впервые входит в пленку и выходит из нее. Согласно (3) эти частоты равны  $\omega_0 = \gamma(H_0 - 4\pi M_0)$  и  $\omega_d = \gamma(H_0 - 4\pi M_d)$ . Тогда ширина полосы поглощения  $\Delta\omega = |\omega_0 - \omega_d| = 4\pi\gamma|M_0 - M_d|$ , где  $M_0 = M(0)$  и  $M_d = M(d)$ . Подставляя разность  $|M_0 - M_d|$ , получен-

ную из восстановленного профиля (см. рис. 4), приходим к оценке, которая хорошо согласуется с экспериментом.

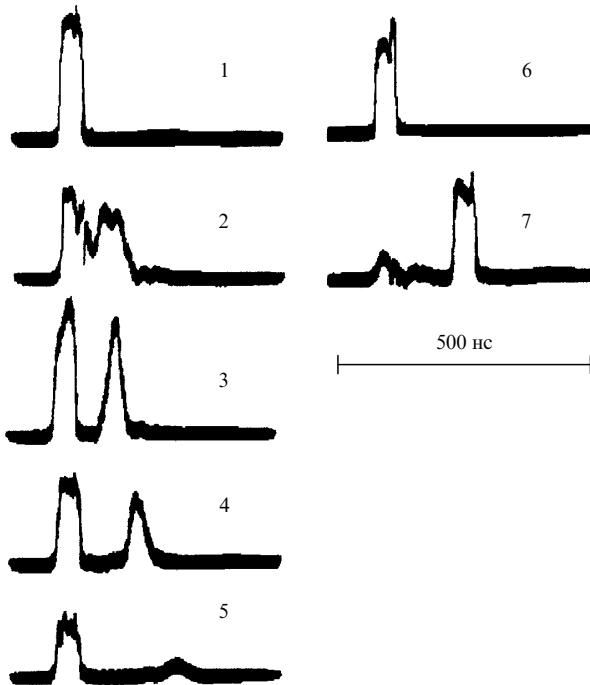
Возьмем  $M(x)$  в виде степенной функции  $4\pi M(x) = 4\pi M_0 - 4\pi(M_0 - M_d)(x/d)^r$ . Подставив такую функцию в выражения (3) и (2), получим

$$\varphi(\omega) = C(\omega - \omega_0)^{(r+2)/(2r)}, \quad \omega_0 \leq \omega \leq \omega_d, \quad (5)$$

где коэффициент  $C$  не зависит от  $\omega$ . Согласно (5) частотная зависимость фазы, а стало быть и расположения линий в спектре СВР определяются показателем  $r$ . В частности, при  $r = 2$  фаза растет с частотой линейно. Именно такой вид зависимости получается экспериментально (см. рис. 3) для пленок с параболическим профилем в нормальном поле. Из (5) видна также интересная возможность синтеза частотной зависимости  $\varphi(\omega)$  путем подбора подходящего вида профиля (показателя  $r$ ).

## 5. Распространение импульсов ОСВ в неоднородных пленках

Как уже отмечалось, для оценки эффективности возбуждения бегущих ОСВ удобно проводить эксперименты в импульсном режиме — схема измерений такая же, как и на рис. 2. На рис. 5 представлены осциллограммы отраженных импульсов  $P_{out}$  при различных величинах поля  $H_0$  и двух различных его ориентаций. Пленка имела параболический профиль неоднородности с показателем  $r = 2$ . При  $H_0 = 0$  импульс  $P_{in}$  отражался полностью. По мере увеличения  $H_0$  в некотором диапазоне его изменения появлялся второй задержанный импульс  $P_{out}$ . При параллельной ориентации  $H_0$  время задержки  $\tau$  сильно зависело от  $H_0$ , а при перпендикулярной ориентации, наоборот,  $\tau$  от  $H_0$  практически не зависело.



**Рис. 5.** Зависимость огибающей отраженного сигнала от времени: 1—5 — параллельное поле,  $\omega/(2\pi) = 5124$  МГц; 1 —  $H_0 = 0$ ,  $K = 0$ ; 2 —  $H_0 = 1084$  Э,  $K = 10$  дБ; 3 —  $H_0 = 1079$  Э,  $K = 10$  дБ; 4 —  $H_0 = 1071$  Э,  $K = 10$  дБ; 5 —  $H_0 = 1058$  Э,  $K = 10$  дБ; 6, 7 — нормальное поле,  $\omega/(2\pi) = 5322$  МГц; 6 —  $H_0 = 0$ ,  $K = 0$ ; 7 —  $H_0 = 3790$  Э,  $K = 7, 6$  дБ (пленка ЖИГ ориентации [111],  $d = 15$  мкм)

Величина  $\tau$  может быть оценена с учетом (5), как

$$\tau(\omega) \equiv \frac{\partial \varphi}{\partial \omega} = C \frac{r+2}{2r} (\omega - \omega_0)^{(2-r)/(2r)}. \quad (6)$$

Согласно оценке (6) при  $r = 2$  зависимость  $\tau$  от частоты исчезает, т.е. задержка становится бездисперсионной. Этот вывод согласуется с картиной импульсов на рис. 5 (6, 7 — задержанный импульс демонстрирует почти полное отсутствие дисперсионного искажения формы).

Импульсы на рис. 5 соответствуют разным значениям входной мощности  $P_{in}$ . Значения  $K$ , приведенные в подписях к рисункам, показывают относительное изменение этой мощности. Сопоставляя импульсы, можно оценить соотношение между  $P_{out}$  и  $P_{in}$ . Таким образом, можно сделать вывод, что общие потери на возбуждение, распространение и прием ОСВ относительно невелики и составляют порядка 10 дБ при задержке  $\tau = 100 \div 140$  нс.

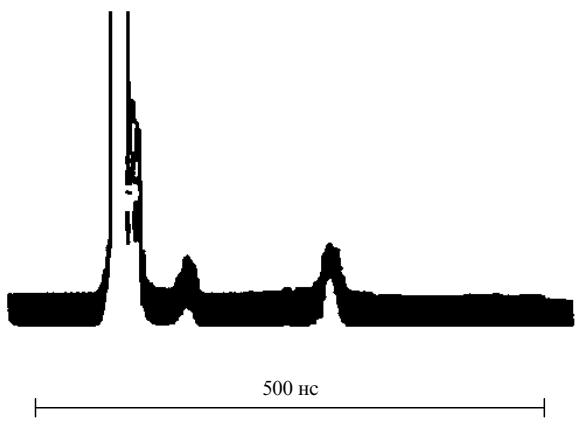
## 6. Взаимодействие ОСВ с ультразвуком в неоднородных пленках

Такое взаимодействие ранее было обнаружено в опытах со стержнями ЖИГ [8], когда неоднородность возникала из-за полей размагничивания. В наших экспериментах взаимодействие ОСВ с ультразвуком наблюдалось в пленках ЖИГ с неоднородностью поля анизотропии по толщине. Суть дела в том, что в некоторой точке  $l_s$  внутри пленки ( $0 < l_s < l \leq d$ ) может оказаться выполненным условие синхронизма:

$$\lambda(l_s) = \lambda_s, \quad (7)$$

где  $\lambda_s$  — длина волны ультразвука. Тогда происходит возбуждение ультразвуковой волны и ее совместное распространение с ОСВ.

На рис. 6 показана осциллограмма  $P_{out}$ , на которой видны два задержанных импульса. Импульс с наибольшей задержкой можно связать с распространением ОСВ. Слабо задержанный импульс на участке  $0 \leq x \leq l_s$  распространяется, как ультразвуковой. Можно видеть, что интенсивности обоих импульсов сравнимы, т.е. ультразвук возбуждается так же эффективно, как и ОСВ. Максимальная частота возбуждаемого ультразвука



**Рис. 6.** Зависимость огибающей отраженного сигнала от времени (перпендикулярное поле  $H_0 = 2933$  Э,  $\omega/(2\pi) = 3695$  МГц. Пленка ЖИГ ориентации [111],  $d = 15$  мкм)

определяется "перепадом" намагниченности  $\Delta M = |M_0 - M_d|$ , а именно [5]:

$$\omega_{\max} = V_s \sqrt{\frac{4\pi\Delta M}{D}}, \quad (8)$$

где  $V_s$  — скорость звука. Оценки показывают, что в наших пленках с  $4\pi\Delta M \sim 300 \div 500$  Гс можно было возбуждать ультразвук на частотах 16–20 ГГц. Экспериментально регистрировалось возбуждение на частотах до 18 ГГц.

## 7. Перспективы применения

Импульсы или направленные пучки коротких ОСВ позволяют осуществить зондирование магнитных слоев с целью получения информации об их локальных свойствах. Например, в [9] была обсуждена возможность спин-волновой локации доменных стенок в ферромагнетике. Такое применение коротких ОСВ, по существу, дает новый экспериментальный метод, который дополняет широко распространенный метод СВР. По аналогии с известным методом акустического микроскопа новый метод можно было бы назвать "спин-волновым микроскопом", хотя пока он, конечно, находится лишь в начальной стадии разработки.

Короткие ОСВ могут найти применение в качестве нового носителя информации в электронных устройствах обработки сигналов. До сих пор для этих целей применялись ультразвуковые волны и МСВ. Однако устройства на основе ультразвуковых волн не могут перестраиваться по частоте в широких пределах, а

устройства на МСВ имеют недостаточно малые габариты и вес. Преимущества устройств на ОСВ могли бы состоять в 1) уменьшении габаритов, принципиально возможном из-за малости длины волны ( $\lambda < 1$  мкм); 2) возможности достижения перестройки по частоте и управления характеристиками; 3) возможности синтеза требуемых характеристик; 4) новых функциональных возможностях, связанных со спецификой обменного взаимодействия.

Наконец, ОСВ могут найти применения для эффективного возбуждения ультразвуковых волн очень высокой частоты (до 20 ГГц и выше). Такое возбуждение получается в широкой ( $\sim 1$  ГГц) полосе частот. Эффективность возбуждения велика — порядка 30%.

Данная работа была частично поддержана Международным научным фондом (ISF, Grant No MSZ000) и Российским фондом фундаментальных исследований (Грант No 94-02-04928-a).

## Список литературы

1. Bloch F *Zs. für Phys.* **61** 206 (1930)
2. Wigen P E *Thin Solid Films* **114** 135 (1984)
3. Гуляев Ю В, Зильберман П Е, Санников Е С, Тихонов В В, Толкачев А В *Письма в ЖТФ* **14** 884 (1988)
4. Зильберман П Е, Шишкун В Г *РЭ* **35** 204 (1990)
5. Зильберман П Е, Темирязев А Г, Тихомирова М П *ЖЭТФ* (1995) (в печати)
6. Portis A M *Appl. Phys. Lett.* **2** 69 (1963)
7. Schlömann E *J. Appl. Phys.* **36** 1193 (1965)
8. Schlömann E, Joseph R I *J. Appl. Phys.* **35** 2382 (1964); Erratum: *J. Appl. Phys.* **36** 875 (1965)
9. Зильберман П Е, Уманский А В *ЖТФ* **58** 1572 (1988)

# ВНИМАНИЮ ЧИТАТЕЛЕЙ ЖУРНАЛА "УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК"

**Для оформления подписки и приобретения отдельных номеров журнала  
за 1994 – 1995 гг. просим Вас:**

- 1) Позвонить в малое предприятие "ЦЕНТРЭКС" (занимающееся распространением "УФН") по телефонам **(095)456-86-01, 456-73-20, 456-70-65** и оформить заказ на подписку у Кольцовой Ларисы Арсентьевны.
- 2) После приема заказа просим Вас оплатить подписку через банк или на почте почтовым переводом на счет МП "ЦЕНТРЭКС" №3467739 в Железнодорожном филиале МИБ г. Москвы, МФО 44583438.
- 3) Копию платежного поручения (для организаций) или квитанцию почтового перевода (для частных лиц), а также бланк заказа просим Вас переслать в МП "ЦЕНТРЭКС" по адресу:

125801 Москва А-493, Смольная ул., 14 малое предприятие "ЦЕНТРЭКС"  
подписка на журнал "Успехи физических наук"

Вы можете купить отдельные номера журнала "Успехи физических наук" за прошлые годы, предварительно уточнив наличие необходимого Вам номера по телефону (095)456-86-01.



## БЛАНК ЗАКАЗА

Просим выслать по подписке \_\_\_\_\_ экземпляров журнала "Успехи физических наук".

Оплата за (№№, год) \_\_\_\_\_

в сумме \_\_\_\_\_ рублей произведена платежным поручением ( почтовым переводом) № \_\_\_\_\_ от  
"\_\_\_\_\_" \_\_\_\_\_ 199\_\_\_\_\_ года на расчетный счет МП "ЦЕНТРЭКС" №3467739 в Железнодорожном  
филиале МИБ г. Москвы, МФО 44583438.

Почтовый адрес для доставки журнала \_\_\_\_\_