

УДК: 537.611.2, 534.213

Памяти Е.В. Кузьмина

МАГНИТОУПРУГИЙ РЕЗОНАНС В ТОНКИХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ

Игнатченко В.А.

*Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук,
Красноярск, Россия
E-mail: vignatch@iph.krasn.ru*

Дан обзор первых научных работ Е.В. Кузьмина, послуживших основой его кандидатской диссертации. Ряд полученных в этих работах результатов не потерял своей актуальности до настоящего времени. Во Введении и Заключение статьи приведены также некоторые факты, касающиеся научной, научно-организационной и педагогической деятельности Евгения Всеволодовича этого периода его жизни.

Ключевые слова: спиновые волны, упругие волны, магнитоупругий резонанс, дисперсия, затухание, тонкие магнитные пленки, граничные условия.

ВВЕДЕНИЕ

После окончания Московского государственного университета в 1962г. Евгений Всеволодович Кузьмин был распределен вместе с женой Рузольдой Ивановной Кузьминой в г. Красноярск, в Институт физики, который был открыт здесь в 1957 г. по руководством Леонида Васильевича Киренского. Евгений Кузьмин окончил МГУ по специальности теоретическая физика, а Рузольда по специальности биофизика, но оба они начали работать в Отделе биофизики Института физики, так как Евгений вначале также проявлял интерес к этой области науки.

Однако, вскоре он перешел в теоретическую группу, которая в это время была организована под руководством Вальтера Алексеевича Игнатченко в лаборатории Физики магнитных явлений, возглавлявшейся тогда Леонидом Васильевичем Киренским. В декабре 1963 года на базе теоретической группы в Институте физики был открыт Теоретический отдел, и Е.В. Кузьмин был в числе первых семи сотрудников этого нового для Института физики подразделения. С Теоретическим отделом связана вся последующая деятельность Е.В. Кузьмина в г. Красноярске, независимо от того, оставался ли Институт физики местом его основной работы или работы по совместительству.

Первой областью его научных интересов становится проблема магнитоупругих волн в ферромагнетиках. Идея о том, что спиновые и упругие волны в ферромагнетике должны рассматриваться в рамках единого магнитоупругого континуума была высказана в основополагающих работах Турова и Ирхинина [1], Ахиезера, Барьяхтара и Пелетминского [2] и Киттеля [3], в которых была развита теория связанных магнитоупругих волн и явления магнитоупругих резонанса,

возникающего в области пересечения дисперсионных кривых невозмущенных спиновых и упругих волн. В первые же годы после опубликования этих работ начались интенсивные теоретические и экспериментальные исследования эффектов взаимодействия спиновых и упругих волн в ферро-, ферри- и антиферромагнетиках [4-13]. Главным препятствием для широкого использования магнитоупругого резонанса в прикладных устройствах является малость параметра магнитоупругой связи в СВЧ-магнитных материалах. Одна из возможных идей преодоления этого препятствия заключается в совмещении магнитоупругого резонанса с размерным спин-волновым (обменным) резонансом в тонких магнитных пленках. Развитию такой теории и были посвящены первые работы Е.В. Кузьмина.

1. СПЕКТР ОБМЕННОГО И МАГНИТОУПРУГОГО РЕЗОНАНСА

В работе Киттеля [14] было показано, что граничные условия для вектора намагниченности на поверхности пленки, намагниченной перпендикулярно своей плоскости, приводят к дискретному спектру частот спиновых волн

$$\omega_n = \omega_0 + \alpha g M k_n^2, \quad (1)$$

где $\omega_0 = g(H_0 - 4\pi \mathbf{M})$ – частота однородного ФМР, α – постоянная обмена, g – гиромагнитное отношение, \mathbf{M} – намагниченность. Граничные условия для вектора \mathbf{M} на поверхности пленки в общем случае приводят к трансцендентному уравнению для определения допустимых значений волнового числа k_n

$$\operatorname{tg} kd = \beta_s / \alpha k, \quad (2)$$

где β_s – константа поверхностной магнитной анизотропии. При условии достаточно жесткого закрепления спинов на поверхности ($\beta_s / \alpha \gg k$) приближенное решение этого уравнения имеет вид

$$k_n \approx n\pi / 2d, \quad n = 1, 2, \dots, \quad (3)$$

где $2d$ – толщина пленки.

Некоторые из этих частот (соответствующие нечетным значениям n) могут быть возбуждены однородным СВЧ полем. Все спин-волновые пики должны располагаться в полях, меньших поля однородного ФМР, по квадратичному (относительно n) закону. Их амплитуды должны убывать с ростом n также по квадратичному закону. Из расстояния между пиками спин-волнового резонанса может быть определена постоянная обменного взаимодействия α – одна из фундаментальнейших констант теории ферромагнетизма.

Учет магнитоупругого взаимодействия приводит к тому, что в ферромагнетике не существуют отдельно спиновые волны и упругие колебания с соответствующими законами дисперсии $\omega_s(k) = \omega_0 + \alpha g M k^2$ и $\omega_a(k) = s_l k$, а имеются связанные магнитоупругие колебания, обладающие магнитной и упругой составляющими и характеризующиеся новым законом дисперсии

$$(\omega^2 - \omega_a^2)(\omega^2 - \omega_s^2) - 2\eta g M \omega_s \omega_a^2 = 0. \quad (4)$$

Здесь $\eta = C^2 M^2 / \rho s_t^2$ – безразмерный параметр магнитоупругой связи, C – магнитоупругая постоянная, ρ – плотность вещества, s_t – поперечная скорость звука.

В работах [1-3] было предсказано явление магнитоупругого резонанса, которое наступает в окрестности точки пересечения невозмущенных ветвей спектра спиновых волн и фононов $\omega_s = \omega_a$. Действительно, если вдали от этой точки одно из решений уравнения (4) может приближенно рассматриваться как модифицированное дисперсионное соотношение для спиновых волн, а другое – как модифицированное дисперсионное соотношение для фононов, то при $\omega_s = \omega_a$ такая интерпретация решений теряет смысл. В окрестности этой точки магнитоупругая связь максимальна и возбуждение каким-либо способом когерентной спиновой волны с необходимостью приводит к появлению столь же интенсивной когерентной упругой волны (и наоборот).

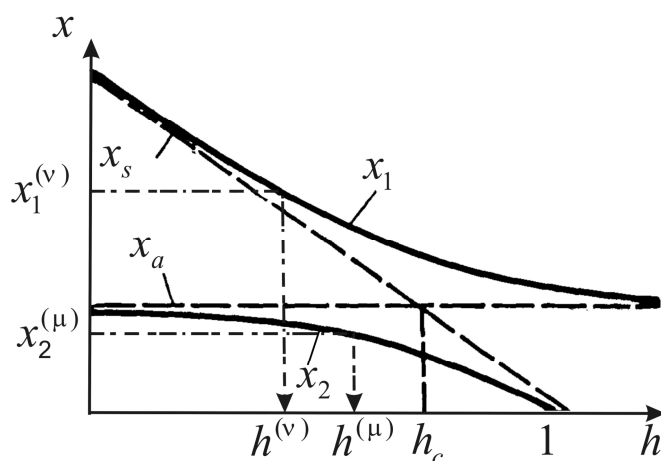


Рис. 1. Дисперсионное соотношение для магнитоупругих колебаний в нормированных координатах x , h .

Когерентные спиновые волны массивном ферромагнетике могут быть возбуждены однородным СВЧ полем в нелинейном режиме. Тонкая магнитная пленка, как уже говорилось выше, обладает большим преимуществом – ее особенности позволяют возбудить стоячие спиновые волны однородным СВЧ полем в линейном режиме.

Как же будет выглядеть дискретный спектр собственных частот пленки, обусловленный как обменным, так и магнитоупругим взаимодействием? Изложим это на основе наших с Е.В.Кузьминым работ [15-19].

Для резонансных составляющих циркулярных проекций намагниченности \mathbf{m} и упругих смещений \mathbf{u} дисперсионное соотношение упрощается, принимая вид

$$(\omega^2 - \omega_a^2)(\omega - \omega_s) - 2\eta g M \omega_a^2 = 0. \quad (5)$$

И из математических соображений, и с точки зрения сравнения с экспериментом удобно рассматривать это соотношение не как функцию $\omega(k)$ при $H_o = const$, а как функцию $k^2(H_o)$ при $\omega = const$. На рис.1 изображены обе ветви квадрата нормированного волнового числа k как функции нормированного внешнего поля H_o . Здесь приняты обозначения

$$\begin{aligned} x &= v^2 = (kd)^2, & h &= g(H_o - 4\pi M) / \omega, \\ x_s &= \frac{\omega - \omega_0 d^2}{\alpha g M}, & x_a &= v_a^2 = (\omega d / s)^2, \\ \varepsilon &= \eta d^2 / \alpha, & h_c &= 1 - \alpha g M \omega / s_t^2. \end{aligned} \quad (6)$$

В таких обозначениях дисперсионное соотношение (5) имеет вид

$$(x - x_s)(x - x_a) - \varepsilon x = 0, \quad (7)$$

т.е. представляет собой две гиперболы (ветви x_1 и x_2 на рис.1) с асимптотами $x = x_a$ (невозмущенная акустическая ветвь) и $x = x_s + \varepsilon$ (смещенная на ε спиновая ветвь).

Дискретный спин-волновой спектр является следствием граничных условий. Общие граничные условия для магнитоупругих систем были получены нами в работе [16] (см. также [23]). Как и уравнения движения, граничные условия в общем случае связаны между собой и приводят к трудноанализируемой аналитически картине спектра. Поэтому мы ограничимся предельным случаем $\beta_s \rightarrow \infty$, приводящим к жесткому закреплению спинов на поверхности, и одновременно потребуем отсутствия на поверхности упругих напряжений. В этом случае граничные условия разделяются, принимая простой вид

$$\mathbf{m}|_{z=\pm d} = 0, \quad \left. \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial n} \right|_{z=\pm d} = 0. \quad (8)$$

Такие граничные условия приводят к набору волновых чисел $x^{(n)}$, соответствующему условию (3). На рис.1 показаны для примера два волновых числа из этого дискретного набора и соответствующие им резонансные пол. Анализ показывает, что максимальное число различных возможных волновых чисел в спектре (количество спин-волновых пиков) растет с увеличением толщины пленки или частоты $\sim d\sqrt{\omega}$. Одновременно с ростом числа пиков значение первого из них $x^{(1)}$ приближается к x_a . Для толщины пленки, удовлетворяющей соотношению

$$2d \geq \pi s_t / \omega, \quad (9)$$

первый резонансный пик попадает в область магнитоупругого резонанса и при дальнейшем уменьшении толщины пленки (или увеличении частоты) будет переброшен на другую ветвь дисперсионного соотношения. Непосредственно из рис.1 видно, что расположение соответствующих резонансных полей в области

магнитоупругого резонанса может быть весьма своеобразным: перескок с одной ветки дисперсионного соотношения на другую, немонотонная зависимость номера резонансного поля от номера волнового числа и т.д. Если вдали от $x = x_a$ спин-волновой спектр имеет обычный киттелевский вид и расстояние между пиками определяется константой обменного взаимодействия α , то вблизи x_a есть область, в которой расстояние между близко расположенными пиками практически целиком определяется константой магнитоупругой связи η . Спектр в этой области носит не обменный, а магнитоупругий характер. Имеется, естественно, промежуточная область, где расстояние между пиками существенно зависит как от α , так и от η . Соответствующие формулы приведены в работе [15].

Таким образом, магнитоупругое взаимодействие приводит к существенной модификации спектра спин-волнового резонанса. Исследование этой модификации позволяет наряду с постоянной обменного взаимодействия определить из частных измерений постоянную магнитоупругого взаимодействия.

В работах [17-19] был проведен учет затухания в спектре магнитоупругих колебаний и рассмотрено магнитное и акустическое возбуждение связанных магнитоупругих колебаний в тонкой магнитной пленке. На основе результатов работ [15-18] Евгений Всеволодович защитил в 1966г. кандидатскую диссертацию "К теории магнитоупругого взаимодействия в тонкой магнитной пленке".

2. МАГНИТОУПРУГИЙ СВЧ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ НА ТОНКОЙ МАГНИТНОЙ ПЛЕНКЕ

После защиты Е.В. Кузьминым кандидатской диссертации мы с ним обратились к прикладной стороне вопроса о высокочастотном магнитоупругом взаимодействии в тонкой магнитной пленке – использовании пленки в качестве магнитоупругого СВЧ преобразователя. Для этого пленка, нанесенная на торец ферромагнитного стержня, помещается в резонатор [11]. Под действием СВЧ магнитного поля в пленке через спиновую систему возбуждаются магнитоупругие колебания; вследствие упругой связи на границе пленка – стержень в последнем возникает бегущая упругая волна. Этот случай соответствует преобразованию магнон – фонон ($m \rightarrow u$). Преобразованию $u \rightarrow m$ соответствует случай, когда упругая волна, распространяющаяся по стержню, возбуждает в пленке магнитоупругие колебания, спиновые составляющие которых возбуждают в резонаторе СВЧ поле, фиксируемое чувствительным приемником.

В работах [20, 21] нами было получено решение типичной задачи о магнитоупругом преобразователе на тонкой магнитной пленке, нанесенной на торец ферромагнитного стержня. Подобная же задача независимо решена Сиви [22]. Было показано, что резонансная часть коэффициента преобразования фонон – магнон, определяется функцией $F = ff^*$, где

$$f = \frac{\operatorname{tg} \nu_1 / \nu_1 - \operatorname{tg} \nu_2 / \nu_2}{x_1 - x_2 - i a \left(\frac{x_1 - x_s}{\nu_1} \operatorname{ctg} 2\nu_1 + \frac{x_s - x_2}{\nu_2} \operatorname{ctg} 2\nu_2 \right)}, \quad (10)$$

$$x_s = x'_s - i x''_s = \frac{(\omega - \omega_0) d^2}{\alpha g M} - i \xi_s \frac{\omega d^2}{\alpha g M},$$

$$x_a = x'_a - i x''_a = \left(\frac{\omega d}{s_t} \right)^2 - 2i \xi_a \left(\frac{\omega d}{s_t} \right)^2, \quad (11)$$

$$\nu_i = x_i^{1/2} = \nu'_i - i \nu''_i, \quad a = \widehat{\nu} \widehat{\mu} / \mu.$$

Через ξ_s и ξ_a обозначены безразмерные параметры релаксации соответственно спиновой и упругой систем; $\widehat{\mu}$ и μ – упругие постоянные стержня и пленки соответственно; x_1 и x_2 – две ветви дисперсионного соотношения (7), которое, однако, теперь являются комплексными.

Для получения максимального преобразования требуется найти условия резонанса F как функции параметров, которыми может управлять экспериментатор. Магнитоупругий преобразователь на тонкой пленке работает в условиях совмещения нескольких резонансов различной физической природы. Поэтому рассмотрение удобно начать с системы более простой, чем магнитоупругий преобразователь, и последовательным усложнением перейти к сложной системе, резонансные свойства которой описываются выражением (10).

Простейшей системой является тонкая магнитная пленка при отсутствии магнитоупругого взаимодействия ($\varepsilon = 0$). В случае полного закрепления спинов на поверхности пленки в ней, как уже говорилось, может быть возбужден ряд спин-волновых пиков при условии

$$\nu'_s \approx \left[\frac{(\omega - \omega_0) d^2}{\alpha g M} \right]^{1/2} = p \frac{\pi}{2}, \quad (12)$$

где p – нечетное число. На практике всегда осуществляется не полное, а частичное закрепление спинов, и резонансное условие резко усложняется. Но так как природа размерного спин-волнового резонанса при этом не меняется, всегда остается справедливым основной принцип, четко видный и соотношения (12): настройка в резонанс может быть произведена как изменением частоты генератора ω при фиксированном магнитном поле, которое входит в $\omega_0 = g(H_0 - 4\pi M)$, так и изменением H_0 при $\omega = \text{const}$.

Следующей по сложности системой является тонкая пленка с отличным от нуля параметром магнитоупругого взаимодействия ε , но лишенная упругого контакта с каким-либо кристаллом. В такой пленке в момент возбуждения резонансов стоячих волн намагниченности будут возбуждаться резонансы стоячих волн упругих

смещений \mathbf{u} . Наиболее интенсивно упругие колебания будут возбуждаться в окрестности точки магнитоупругого резонанса в веществе, которая определяется соотношением

$$\frac{\omega - \omega_0}{\alpha g M} = \left(\frac{\omega}{s_t} \right)^2. \quad (13)$$

Магнитоупругий резонанс – не размерный эффект и поэтому толщина пленки в выражение (12) не входит. Задача настройки нашей системы в резонанс амплитуды стоячих волн \mathbf{u} сводится, таким образом, к «совмещению» двух резонансов: размерного и магнитоупругого. Конечно, при таком совмещении как условие размерного резонанса (12), так и условие магнитоупругого резонанса (13) модифицируются. Но эта модификация не изменит основного принципа, четко видного из соотношений (12) и (13): настройка системы в резонанс возможна лишь при независимом изменении как частоты, так и магнитного поля. В отличие от рассмотренной выше простейшей систем, резонанс в нашей системе есть функция двух переменных. Модифицированные условия резонанса в такой системе рассмотрены в нашей работе [17]: условие (12) принимает вид

$$v_1' = p \frac{\pi}{2}, \quad (14)$$

а условие (13) – вид

$$\frac{\omega - \omega_0}{\alpha g M} = \left(\frac{\omega}{s_t} \right)^2 + \frac{\omega}{s_t} \left(\frac{\eta}{\alpha} \right)^{1/2} \left[\left(\frac{x_a''}{x_s''} \right)^{1/2} - \left(\frac{x_s''}{x_a''} \right)^{1/2} \right], \quad (15)$$

т.е. в зависимости от соотношения между магнитным ξ_s и упругим ξ_a параметрами релаксации максимальная амплитуда стоячих упругих волн будет возбуждаться «правее» или «левее» поля магнитоупругого резонанса, определяемого условием (13). Отметим, что все описанные выше свойства системы могут быть выведены из выражения (10) при $a = 0$: именно такой функцией описывается резонансная часть амплитуды стоячих магнитоупругих волн для изолированной пленки.

Перейдем теперь к магнитоупругому преобразованию, который отличается от предыдущей системы наличием упругой связи между одной из поверхностей пленки и торцом неферромагнитного стержня. Ясно, что эта система усложняется условиями согласования стоячей волны в своеобразном резонаторе – тонкой пленке – с бегущей упругой волной в стержне. Это приводит к появлению в знаменателе формулы (9) интерференционного члена с коэффициентом ia ; член имеет резонансный характер и, следовательно, для настройки преобразователя в резонанс требуется «совмещение» уже трех резонансов: спин-волнового, магнитоупругого и резонанса согласования.

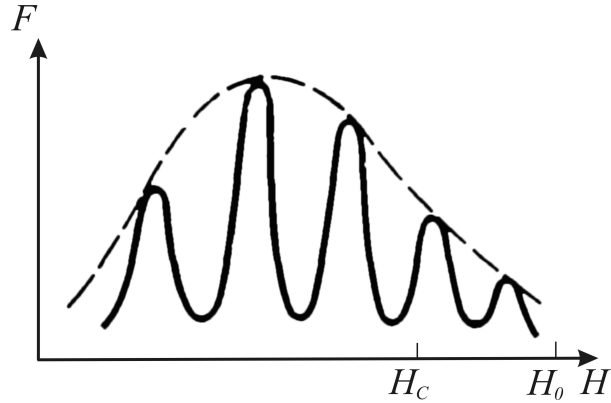


Рис. 2. Пример зависимости функции преобразования F от магнитного поля H . H_0 и H_c - поля, соответствующие однородному ФМР и пересечению невозмущенных ветвей соответственно.

При условии малого затухания ($x_i'' \ll x_i'$, $x_i'' \ll 1$) получим, что для действительных частей x_i' остается справедливым дисперсионное соотношение в форме (11), а мнимая часть x_i'' выражается через известные величины и действительную часть x_i' (далее штрихи у действительных частей везде будем опускать)

$$x_1'' = \frac{x_s''(x_1 - x_a)^2 + x_a''\varepsilon x_1}{(x_1 - x_a)^2 + \varepsilon x_a}. \quad (16)$$

Пользуясь этими соотношениями, можно показать, что при выполнении условия размерного резонанса (13) функция преобразования принимает вид

$$F \approx \frac{4(x_1 - x_a)}{\left[x_s''(x_1 - x_a)^2 + \varepsilon x_1(x_a'' + a) \right]^2 + \left[\frac{a}{\nu_2} x_1''(x_s - x_2) \operatorname{ctg} 2\nu_2 \right]^2}. \quad (17)$$

Это выражение, рассматриваемое как функция магнитного поля H_0 при фиксированной частоте ω , представляет собой огибающую резонансных пиков (штриховая кривая на рис.2) Видно, что интерференционный член привел к появлению в знаменателе F слагаемого, которое может существенно срезать амплитуду огибающей. Чтобы согласовать систему, требуется выполнение своеобразного резонанса на второй ветви дисперсионного соотношения

$$\nu_2 = p_1 \frac{\pi}{4}, \quad (18)$$

где p_1 – нечетное число (безразлично – совпадающее с n или нет). В полях, меньших поля магнитоупругого резонанса, условие (18) приближенно переходит в

$$\frac{\omega d}{s_t} = p_1 \frac{\pi}{4}, \quad (19)$$

откуда хорошо видно, что его выполнение не может быть обеспечено изменением поля H_0 . при выполнении этого условия выражение (17) резко упрощается, но по-прежнему имеет резонансный характер, так как еще не выполнено условие модифицированного магнитоупругого резонанса; последнее теперь имеет вид

$$\frac{\omega - \omega_0}{\alpha g M} = \left(\frac{\omega}{s_t} \right)^2 + \frac{\omega}{s_t} \left(\frac{\eta a}{\alpha x_s''} \right)^{1/2}. \quad (20)$$

Отсюда видно, что интерференционный член существенно сдвигает максимум огибающей в поля, меньшие поля магнитоупругого резонанса. Поэтому условия (14) и (18) могут быть с хорошей точностью заменены приближенными условиями (18) и (19).

Подведем итоги. Для точной настройки магнитоупругого преобразователя должны одновременно выполняться три резонансных условия: условие размерного спин-волнового резонанса (12), условие резонанса согласования (19) и условие модифицированного магнитоупругого резонанса (20). Здесь эти условия записаны приближенно: использовано приближение жесткого закрепления спинов и малости затухания. Машинным счетом или каким-либо итерационным процессом последнее ограничение легко может быть снято. Нетрудно также записать более громоздкое выражение для функции f , учитывающее реальный случай частичного закрепления спинов. Все это, однако, представляется нецелесообразным, так как для приближенных оценок полученные выражения достаточно хороши и никакое их уточнение не изменит того факта, что резонанс магнитоупругого преобразователя – функция трех переменных и для точной настройки системы необходимо располагать тремя плавно меняющимися параметрами, а в распоряжении экспериментатора есть только два – частота и магнитное поле.

Практически, однако, дело обстоит не так безнадежно и приближенная настройка системы в резонанс всегда может быть существенна, если отдавать себе ясный отчет в физическом механизме трех резонансов, которые необходимо совместить. Рассмотрим, например, как в свете полученных результатов может быть осуществлена настройка моделей линии задержки Сиви [11], в которой последовательно осуществляется двойное преобразование магнон-фонон-магнон. Результат такого двойного преобразования описывается квадратом функции F . Если пленка достаточно толста, т. е. с запасом удовлетворяет неравенству (9), то в окрестность поля магнитоупругого резонанса попадут несколько резонансных пиков и при плавном изменении магнитного поля картинка будет похожа на рис. 2.

Если теперь плавно менять в больших пределах частоту генератора, то должно наблюдаться (наряду со смещением всех пиков по шкале полей) изменение амплитуды огибающей. Добившись максимума амплитуды (осуществив резонанс согласования), нужно изменением одного только магнитного поля настроиться на пик (выполнить условия размерного резонанса), который имеет максимальную величину (с наилучшим приближением удовлетворить условия модифицированного

магнитоупругого резонанса). Не имея пленки с плавно меняющей толщиной, более точной настройки осуществить нельзя.

Что касается других характеристик пленки, то они влияют на коэффициент преобразования нерезонансным и тривиальным образом: нужна пленка с минимальным затуханием и максимальными значениями магнитострикции и поверхностной анизотропии.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, работы Е.В. Кузьмина, выполненные в начале его научной деятельности, внесли значительный вклад в теорию высокочастотного магнитоупругого резонанса в тонких магнитных пленках. Как научный руководитель этих работ, я должен отметить, что уже тогда сложились лучшие черты научного почерка Евгения Всеволодовича. Проявляемая им инициатива, творческий подход и особая тщательность проработки каждой идеи, критическое отношение к собственным результатам и неиссякаемый оптимизм при встрече с трудностями приводили к тому, что на протяжении всей нашей совместной деятельности работа с ним являлась для меня истинным наслаждением.

Евгений Всеволодович был разносторонним, талантливым и артистичным человеком. Его увлечениями были классическая музыка, романсы, которые они с Рузольдой красиво и проникновенно исполняли на наших вечеринках, стихи Александра Блока. Еще в его студенческие годы самодеятельным театром Дома ученых г. Москвы была поставлена трагикомическая опера «Архимед», в которой Евгений Всеволодович Кузьмин был первым исполнителем роли Бахуса. Эта опера неоднократно ставилась на сценах МГУ, ФИАНа, Курчатовского института, Московского дома литераторов. На одной из постановок присутствовал великий физик Нильс Бор, текст ему переводил Лев Ландау, и Бор заразительно хохотал, а затем со сцены благодарил исполнителей. Евгений Всеволодович поставил в 1966 г. эту оперу в Красноярске силами сотрудников Института физики и студентов Красноярского государственного университета. В роли Бахуса выступал сам режиссер – Е.В. Кузьмин, а партию фортепиано исполняла Рузольда Кузьмина. Опера в красноярской трактовке не раз исполнялась, в том числе с участием артистов Красноярского театра оперы и балета, в Доме учителя, в институтах и на научных конференциях.

Вскоре после защиты кандидатской диссертации в 1966 г. в полную силу проявился педагогический и научно-организационный талант Е.В. Кузьмина. Он становился деканом физико-математического факультета Красноярского филиала Новосибирского университета. При преобразовании филиала в самостоятельный Красноярский университет в 1969 году, физико-математический факультет был разделен на физический и математический факультеты. Первым деканом (1969-1970 гг.) физического факультета стал Евгений Всеволодович Кузьмин. В 1970-71 годах он заведовал кафедрой теоретической физики в Красноярском государственном университете. В 1971 г. Е.В. Кузьмин возвращается на постоянную работу в Институт физики и начинает интенсивно развивать новую для теоретического отдела тематику учета сильных корреляций в квантовой теории

магнетизма. Успешная работа над этой тематикой привела к защите Е.В. Кузьминым в 1979 г. докторской диссертации «Электронные и магнитные свойства переходных металлов и их соединений» и созданию в теоретическом отделе Института физики в 1980 г. лаборатории Теории твердого тела, которую он возглавил.

Но это уже следующие этапы научной, научно-организационной и педагогической деятельности Евгения Всеволодовича Кузьмина, о которых лучше могут рассказать его ученики и коллеги.

Литература

1. Туров Е.А. О спектре колебаний ферромагнитной упругой среды / Е.А. Туров, Ю.П. Ирхин // ФММ. – 1956. – Т 3, № 1. – С. 15-22.
2. Ахиезер А.И. Связанные магнитоупругие волны в ферромагнетиках и ферроакустический резонанс / А.И. Ахиезер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский // ЖЭТФ. – 1958. – Т. 35. № 1. – С. 228-239.
3. Kittel C. Interaction of Spin Waves and Ultrasonic Waves in Ferromagnetic Crystals / C. Kittel // Phys. Rev. – 1958. – Vol. 110, No. 2. – P. 835-841.
4. Пелетминский С.В. Связанные магнитоупругие колебания в антиферромагнетиках / С.В. Пелетминский // ЖЭТФ. – 1959. – Т. 37, № 2. – С. 452.
5. Власов К. О вращении плоскости поляризации упругих волн в магнито-поляризованной среде / К. Власов, Б. Ишмухаметов // ЖЭТФ. – 1959. – Т. 36. – С. 1301.
6. Власов К. Вращение плоскости поляризации упругих волн в магнито-поляризованных магнитоупругих средах / К. Власов, Б. Ишмухаметов // ЖЭТФ. – 1959. – Т. 37. – С. 745.
7. Власов К. Уравнения движения и состояния магнитоупругих сред / К. Власов, Б. Ишмухаметов // ЖЭТФ. – 1964. – Т. 46. – С. 201.
8. Pomerantz M. Excitation of spin-wave resonance by microwave phonons / M. Pomerantz // Phys. Rev. Lett. – 1961. – Vol. 7, No. 8. – P. 312-313.
9. Ахиезер А.И. Спиновые волны в ферромагнетиках и антиферромагнетиках / А.И. Ахиезер, В.Г. Барьяхтар, М.И. Каганов // УФН. – 1960. – Т. 71. № 4. – С. 533.
10. Matthews H. Acoustic wave rotation by magnon-phonon interaction / H. Matthews, R. LeCraw // Phys. Rev. Lett. – 1962. – Vol. 8, No. 10. – P. 397-399.
11. Seavy M.H. Microwave Photon Generation by Thin Magnetic Films / M.H. Seavy // J. IEEE Trans. – 1963. – Vol. 10. – P. 49-57.
12. Schlomann E. Generation of Spin Waves in Nonuniform Magnetic Fields. I. Conversion of Electromagnetic Power into Spin-Wave Power and Vice Versa / E. Schlomann // J. Appl. Phys. – 1964. – Vol. 35, No. 1. – P. 159.
13. Барьяхтар В., Савченко М., Ганн В., Рябко П. // ЖЭТФ. – 1964. – Т. 47. – С. 1989.
14. Kittel C. Excitation of Spin Waves in a Ferromagnet by a Uniform rf Field / C. Kittel // Phys. Rev. – 1958. – Vol. 110, № 6. – P. 1295-1297.
15. Игнатченко В.А. Спектр связанных магнитоупругих колебаний в тонкой магнитной пленке / В.А. Игнатченко, Е.В. Кузьмин // ЖЭТФ. – 1964. – Т. 47, № 11. – С. 1814.
16. Игнатченко В.А. Граничные условия для магнитоупругих систем / В.А. Игнатченко, Е.В. Кузьмин // ФТТ. – 1965. – Т. 7, № 7. – С. 1962.
17. Игнатченко В.А. Магнитное и акустическое возбуждение связанных магнитоупругих колебаний в тонкой магнитной пленке / В.А. Игнатченко, Е.В. Кузьмин // ЖЭТФ. – 1965. – Т. 49, № 7. – С. 787.
18. Игнатченко В.А. Учет затухания в спектре магнитоупругих колебаний тонкой магнитной пленки / В.А. Игнатченко, Е.В. Кузьмин, Л.М. Горенко // Изв. АН СССР, сер. физ. – 1966. – Т. 30, № 1. – С. 12.
19. Игнатченко В.А. К теории магнитоупругого взаимодействия в тонкой магнитной пленке / В.А. Игнатченко, Е.В. Кузьмин // ФММ. – 1966. – Т. 22, № 4. – С. 623.

20. Игнатченко В.А. Генерация гиперзвука и акустическое возбуждение спиновых волн с помощью тонкой магнитной пленки / В.А. Игнатченко, Е.В. Кузьмин // ФТТ. – 1967. – Т. 9, № 9. – С. 2277.
21. Ignatchenko V.A., Kuzmin E.V. Magnetoelastic Interaction in a Thin Magnetic Film / V.A. Ignatchenko, E.V. Kuzmin // J. Appl. Phys. – 1968. – Vol. 39, No. 2. – P. 494.
22. Seavy M.H. Boundary-Value Problem for Magnetoelastic Waves in a Metallic Film / M.H. Seavy // Phys. Rev. – 1968. – Vol. 170, No. 2. – P. 560-570.
23. Игнатченко В.А. Граничные условия для магнитных и магнитоупругих систем / В.А. Игнатченко // ФММ. – 1973. – Т. 36, № 6. – С. 1219.

Игнатченко В.О. Магнітоупругий резонанс в тонких магнітних плівках / В.О. Ігнатченко // Вчені записки Таврійського національного університету ім. В.І. Вернадського. Серія: Фізика. – 2009. – Т. 22(61), № 1. – С. 29-40.

Поданий огляд перших наукових робіт Є.В. Кузьміна, що стали основою його кандидатської дисертації. Ряд отриманих у цих роботах результатів не втратив своєї актуальності і до теперішнього часу. У вступі і висновках статті наведені також деякі факти, що стосуються наукової, науково-організаційної та педагогічної діяльності Євгена Всеволодовича цього періоду його життя.

Ключові слова: спінові хвилі, пружні хвилі, магнітоупругий резонанс, дисперсія, затухання, тонкі магнітні плівки, граничні умови.

Ignatchenko V.A. Magnetoelastic resonance in thin magnetic films / V.A. Ignatchenko // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. – Series: Physics. – 2009. – Vol. 22(61), No. 1. – P. 29-40.

A review of the earliest E.V. Kuzmin's papers is done which have been a base of his candidate thesis. A number of results obtained in these papers did not lose their actuality till now. Some information about scientific, administrative, and pedagogical Evgeny Vsevolodovich's activity in that period of his life is also done in Introduction and Conclusion of this paper.

Keywords: spin waves, elastic waves, magnetoelastic resonance, dispersion, damping, thin magnetic films, boundary conditions.

Поступила в редакцію 22.10.2009 г.