

DOI <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2020.7.5>

УДК 537.874; 537.624

К ВОПРОСУ ОБ ОГРАНИЧЕНИИ ВОЛНОВОГО ЧИСЛА В ЗАДАЧЕ ДЭЙМОНА-ЭШБАХА С ОБМЕНОМ И РАЗМАГНИЧИВАНИЕМ

В. И. Щеглов

Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН,
125009, Москва, ул. Моховая, 11-7

Статья поступила в редакцию 16 июня 2020 г.

Аннотация. Рассмотрено влияние неоднородного обменного взаимодействия и поля размагничивания на ограничение волнового числа в задаче Дэймона-Эшбаха о распространении поверхностной магнитостатической волны в касательно намагниченной ферритовой пластине, обладающей диссипацией. Отмечено, что при достаточно большом увеличении волнового числа частота волны приближается к верхней границе своего спектра. При этом групповая скорость волны по мере увеличения волнового числа стремится к нулю, так что волна полностью затухает на расстоянии своей длины и ее распространение становится аperiodическим, то есть невозможным. Такое затухание проявляется как ограничение закона дисперсии по волновому числу. Показано, что введение в классическую задачу Дэймона-Эшбаха обменного взаимодействия и размагничивания приводит к квадратичному росту верхней границы спектра волны. При этом аperiodический характер волны не достигается и ограничение по волновому числу снимается. Получено дисперсионное соотношение, групповая скорость и найдено время прохождения волной расстояния, равного собственной длине. Из решения вспомогательной задачи о возбуждении однородных колебаний намагниченности в нормально намагниченной пластине определено время релаксации. Полученное время релаксации сопоставлено с временем собственного пробега волны при совпадении остальных параметров основной и вспомогательной задач. Показано, что необходимым условием распространения

волны является меньшая величина времени собственного пробега по сравнению со временем релаксации. Рассмотрено время собственного пробега волны при изменении частоты и поля. Показано, что в интервале частот от 2 до 7 ГГц для материала типа железиттриевого граната время собственного пробега и характер его зависимости от волнового числа от частоты и соответствующего ей поля не зависят. Исследована зависимость времени релаксации от частоты в диапазоне от 2 до 100 ГГц. Показано, что до частот порядка 10 ГГц время релаксации уменьшается по закону, близкому к обратной пропорциональности, на частоте около 30 ГГц имеет минимум, после которого до частоты 100 ГГц плавно увеличивается. Показано, что в области минимума время собственного пробега может быть меньше времени релаксации, в результате чего ограничение по волновому числу снимается. Исследовано влияние толщины пластины на ограничение волнового числа. Показано, что уменьшение толщины пластины приводит как к значительному расширению диапазона допустимых частот, так и к полному снятию ограничения по волновому числу. Такое снятие ограничения для железиттриевого граната имеет место при толщине менее 2-3 мкм, а для ферритов других марок при толщине около 1 мкм и менее. Приведены некоторые рекомендации для практического применения рассматриваемых явлений. Отмечено, что для устранения ограничения следует выбирать пластину малой толщины из материала с малой диссипацией.

Ключевые слова: магнитостатическая волна, волновое число, обменное взаимодействие, диссипация.

Abstract. The influence of nonuniform exchange interaction and demagnetization field on the limitation of wave number in the Damon-Eshbach task about the propagation of magnetostatic surface wave in tangentially magnetized plane ferrite plate having dissipation is investigated. It is found that in the case when the wave number is increased in large degree, the wave frequency approaches to the upper boundary of its spectrum. In this case the wave group velocity approaches zero and the wave on the distance of its length dissipate, and its propagation becomes

impossible. This dissipation manifests itself restriction of dispersion law by wave number. It is shown that introduction the exchange interaction and demagnetization in classic Damon-Eshbach task leads to the quadratic increase of upper boundary of wave spectrum. In this case the a-periodic character of wave is not take place and the limitation by wave number is absent. We found the dispersion relation, group velocity and time which is necessary for wave propagation on a distance equal to its own length. The relaxation time is found from the solution of auxiliary task about the excitation of uniform magnetic vibrations in normal magnetized plate. The obtained relaxation time is compared with the wave's own travel time when the remaining parameters of the main and auxiliary problems coincide. It is shown that the necessary condition of wave propagation is the less value of own running time in comparison with relaxation time. We investigated the own running time of wave when the frequency and field are varied. It is shown that in frequency interval from 2 to 7 GHz for the material like yttrium-iron garnet the own running time and the character of its dependence on wave number does not depend on frequency and corresponding field. We investigated the dependence of relaxation time on frequency in the region from 2 to 100 GHz. It is shown that up to the frequency about 10 GHz the relaxation time is decreased according to a law close to inverse proportionality, then it has a minimum near the frequency 30 GHz, then it increases smoothly to the frequency 100 GHz. It is shown that in the region of minimum the own running time may be less than the relaxation time and as a result the limitation along wave number is absent. The influence of plate thickness on the limitation of wave number is investigated. It is shown that the decrease of plate thickness leads both to large broadening of frequency range and to the complete removal of the limitation of the wave number. It is shown that this removal of the limitation for yttrium-iron garnet takes place by the thickness less to 2-3 micrometers and for other ferrites - by the thickness about 1 micrometer and less. Some recommendations are proposed for using described phenomena in practice. It is noted that to remove the limitation, a plate of small thickness should be selected from a material with small dissipation.

Key words: magnetostatic wave, wave number, exchange interaction, dissipation.

Введение

Сегодняшнее развитие устройства обработки информации требует обращения к временам, исчисляемым пико- и фемтосекундами, а также к размерам, исчисляемым нанометрами. Значительные перспективы здесь открываются перед использованием в качестве носителей информации сред, обладающих магнитными и упругими свойствами [1-6]. В первом из этих направлений усиленно развиваются исследования сверхбыстрых процессов возбуждения колебаний намагниченности мощными импульсами света от фемтосекундного лазера [7-15]. Во втором широкие перспективы открывает использование спиновых волн [16-21], в первую очередь обменных, длина которых исчисляется единицами нанометров, а доступные частоты СВЧ диапазона достигают единиц и десятков терагерц [22]. В свойствах таких волн решающее значение приобретают динамические поля размагничивания [23] и неоднородное обменное взаимодействие [22, 24, 25].

В основе работ [22-25] лежит классическая задача о распространении поверхностной спиновой волны типа Дэймона-Эшбаха в ферритовой пластине, намагниченной вдоль ее плоскости [26-28]. Работа [23] посвящена влиянию динамического размагничивания на дисперсию волны в отсутствие обменного взаимодействия. Установлен комплексный характер поперечного волнового числа распространяющейся волны, обеспечивающий периодический спад динамической намагниченности по направлению внутрь пластины. Выявлено появление в уравнении Уокера смешанной производной, представлено аналитическое решение, подобное получаемому при рассмотрении ферромагнитного резонанса и магнитостатической волны в условиях ориентационного перехода [29, 30]. Получено дисперсионное соотношение для распространяющейся волны и выявлено монотонное увеличение фазовой и особенно групповой скорости волны по мере увеличения действительной части волнового числа, в том числе в той области, где в классической задаче Дэймона-Эшбаха групповая скорость стремится к нулю.

В работах [22, 24, 25] рассмотрено влияние на дисперсию волны неоднородного обменного взаимодействия. Показано, что действительная часть поперечного волнового числа обеспечивает экспоненциальный спад динамической намагниченности внутрь пластины, а мнимая часть накладывает на экспоненту незатухающую гармоническую составляющую. Получено дисперсионное соотношение для магнитостатической волны с учетом как размагничивания, так и обмена. Показано, что обменное взаимодействие по мере увеличения волнового числа приводит к росту дисперсионной кривой по закону, близкому к квадратичному. Отмечено дополнительное монотонное увеличение групповой скорости волны при увеличении волнового числа, в области больших волновых чисел значительно превышающее увеличение, обеспечиваемое размагничиванием.

В работе [22], являющейся логическим продолжением работ [24, 25], рассмотрены предельные возможности увеличения волнового числа вплоть до размера, когда длина волны становится сравнимой с межатомным расстоянием. Показана возможность существования обменных волн с волновым числом до 10^7 см^{-1} , частота которых составляет единицы и десятки терагерц. То есть длина волны приближается к единицам нанометра, а период колебаний к единицам пикосекунд.

Однако имеется ряд теоретических работ [31-41], где на основе классического дисперсионного соотношения Дэймона-Эшбаха показано, что в среде с реальным уровнем диссипации (например, в железиттриевом гранате, где константа Гильберта составляет около 0,001), дисперсионная кривая по мере увеличения волнового числа ограничивается на уровне порядка $10^4 - 10^5 \text{ см}^{-1}$.

Такое ограничение обусловлено уменьшением групповой скорости волны до такого уровня, когда за промежуток времени, равный периоду колебаний волны, волновое возмущение не успевает пройти расстояние, равное длине волны, в результате чего волна распространяться не может.

С другой стороны, имеется множество работ, в том числе

экспериментальных [42-50] (см. также обзор в главе 1 работы [27]), где показана возможность возбуждения спиновых волн, волновые числа которых значительно превышают эту величину, по крайней мере до 10^6 см^{-1} .

В работе [22] кратко рассмотрены условия, требуемые для преодоления ограничения волнового числа на уровне, декларируемого работами [31-41]. Отмечено, что рост дисперсионной кривой по мере увеличения волнового числа, обусловленный обменом и размагничиванием, не допускает снижения групповой скорости до значения, обеспечивающего затухание волны на собственной длине. Однако в этой работе приведены лишь качественные оценки возможности преодоления ограничения, а количественная трактовка остается недостаточной. Настоящая работа является дальнейшим развитием положений, выдвинутых в работе [22], в первую очередь с целью их обоснования на количественном уровне.

1. Геометрия задачи

Геометрия задачи, аналогичная рассматривавшейся в классической задаче Дэймона-Эшбаха [26-28], приведена на рис.1.

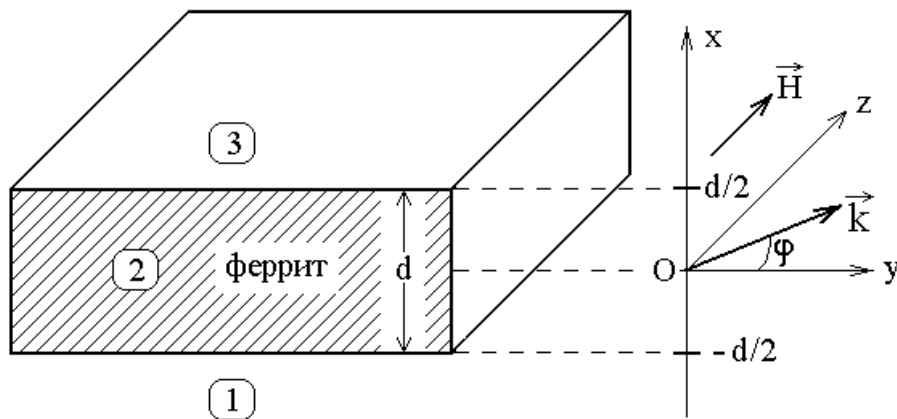


Рис.1. Геометрия задачи.

Структура представляет собой безграничную ферритовую пластину 2 толщиной d , по обе стороны от которой находятся свободные полупространства 1 и 3. Система координат $Oxyz$ выбрана таким образом, что ее плоскость Oyz параллельна плоскостям ферритовой пластины, а ось Ox –

перпендикулярна. При этом ось Oz ориентирована вдоль направления внешнего поля. Начало координат O находится посередине между поверхностными плоскостями пластины, координаты которых равны $\pm d/2$. Волна распространяется в плоскости Oyz , соответствующей плоскости пластины. Угол φ – между волновым вектором \vec{k} и осью Oy . В проводимом далее рассмотрении будем полагать, что волна распространяется точно вдоль оси Oy , так что $\varphi = 0$. При численных расчетах будем, в основном, использовать параметры железиттриевого граната (ЖИГ), приведенные в подписях к рисункам.

2. Дисперсионное соотношение

Длина волны и ее групповая скорость определяются из дисперсионного соотношения, поэтому, следуя [22-24], приведем вкратце его выражение для рассматриваемой задачи.

Распространение волны в гиромангнитной среде прежде всего определяется магнитными свойствами этой среды, то есть тензором ее магнитной проницаемости:

$$\vec{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_1 & v_1 & 0 \\ -v_2 & \mu_2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

компоненты которого μ_1, μ_2, v_1, v_2 , а также необходимый далее параметр v , определяются выражениями:

$$\mu_1 = \frac{\Omega_{1k}^2 - \beta \frac{k_y^2}{k_x^2 + k_y^2}}{\Omega_{0k}^2}; \quad (2)$$

$$\mu_2 = \frac{\Omega_{1k}^2 - \beta \frac{k_x^2}{k_x^2 + k_y^2}}{\Omega_{0k}^2}; \quad (3)$$

$$v_1 = \frac{-i\Omega + \beta \frac{k_x k_y}{k_x^2 + k_y^2}}{\Omega_{0k}^2}; \quad (4)$$

$$v_2 = \frac{-i\Omega - \beta \frac{k_x k_y}{k_x^2 + k_y^2}}{\Omega_{0k}^2}. \quad (5)$$

В приведенных далее формулах присутствует также разность между компонентами v_1 и v_2 , имеющая вид:

$$v = v_1 - v_2 = \frac{2\beta \frac{k_x k_y}{k_x^2 + k_y^2}}{\Omega_{0k}^2}. \quad (6)$$

В этих формулах использованы вспомогательные обозначения:

$$\Omega_{0k}^2 = \Omega^2 - \Omega_{Hk}(\Omega_{Hk} + \beta); \quad (7)$$

$$\Omega_{1k}^2 = \Omega^2 - \Omega_{Hk}(\Omega_{Hk} + \beta + 1), \quad (8)$$

а также:

$$\Omega_{Hk} = \Omega_H + Q(k_x^2 + k_y^2), \quad (9)$$

где нормированные частоты определяются выражениями:

$$\Omega = \frac{\omega}{4\pi\gamma M_0}; \quad (10)$$

$$\Omega_H = \frac{H_0}{4\pi M_0}; \quad (11)$$

$$Q = \frac{q}{4\pi}, \quad (12)$$

в которых M_0 – намагниченность насыщения и q – константа обменного взаимодействия магнитной пластины.

Обозначение β в формулах (2)-(8) представляет собой нормированный параметр размагничивания:

$$\beta = \frac{\alpha_p}{2} \left\{ \operatorname{th} \left[d \left(k_y - \frac{\pi}{d} \right) \right] + 1 \right\}, \quad (13)$$

где α_p – нормировочный коэффициент, такой что: $0 \leq \alpha_p \leq 0,1$.

В силу двойственности поперечного волнового числа, соответствующего двум встречным направлениям распространения волнового возмущения вдоль оси Ox , величины $k_x^{(+)}$ и $k_x^{(-)}$ для случая распространения полной волны вдоль оси Oy , определяются формулами:

$$k_x^{(+)} = \left(i \frac{v}{2\mu_1} + \frac{\sqrt{4\mu_1\mu_2 - v^2}}{2\mu_1} \right) k_y; \quad (14)$$

$$k_x^{(-)} = \left(i \frac{v}{2\mu_1} - \frac{\sqrt{4\mu_1\mu_2 - v^2}}{2\mu_1} \right) k_y. \quad (15)$$

Дисперсионное соотношение, приведенное к виду, подобному классическому соотношению Дэймона-Эшбаха, имеет вид:

$$\frac{e^{(\rho^{(+)} - \rho^{(-)})} - e^{-(\rho^{(+)} - \rho^{(-)})}}{e^{(\rho^{(+)} - \rho^{(-)})} + e^{-(\rho^{(+)} - \rho^{(-)})}} = \frac{k_x^e (\varepsilon^{(-)} - \varepsilon^{(+)})}{(k_x^e)^2 - \varepsilon^{(+)} \varepsilon^{(-)}}, \quad (16)$$

где величины $\rho^{(\pm)}$ и $\varepsilon^{(\pm)}$ определяются формулами:

$$\rho^{(+)} = \frac{k_x^{(+)} d}{2}; \quad (17)$$

$$\rho^{(-)} = \frac{k_x^{(-)} d}{2}; \quad (18)$$

а также:

$$\varepsilon^{(+)} = \mu_1 k_x^{(+)} - i v_1 k_y; \quad (19)$$

$$\varepsilon^{(-)} = \mu_1 k_x^{(-)} - i\nu_1 k_y, \quad (20)$$

где оба варианта комплексного поперечного волнового числа имеют вид:

$$k_x^{(+)} = k_d + i k_m; \quad (21)$$

$$k_x^{(-)} = -k_d - i k_m, \quad (22)$$

где k_d и k_m – действительные.

Компоненты поперечного волнового числа k_d и k_m в общем случае (при наличии обмена и размагничивания) определяются путем решениями уравнения относительно неизвестной величины ξ , имеющего вид:

$$g_8 c_{8b} + g_6 c_{6b} + g_4 c_{4b} + g_{2a} c_{2b} + g_{2b} c_{2a} = 0. \quad (23)$$

В этом уравнении заданные параметры g , не содержащие ξ , определяются формулами:

$$g_8 = -Q^2; \quad (24)$$

$$g_6 = -Q [2Qk_y^2 + (2\Omega_H + \beta + 1)]; \quad (25)$$

$$g_4 = -Q(2\Omega_H + \beta + 1)k_y^2 + [\Omega^2 - \Omega_H(\Omega_H + \beta + 1)]; \quad (26)$$

$$g_{2a} = Q [2Qk_y^2 + (2\Omega_H + \beta + 1)]k_y^4; \quad (27)$$

$$g_{2b} = -2\beta k_y^2, \quad (28)$$

а параметры c , содержащие искомую неизвестную ξ , имеют вид:

$$c_{8b} = 8k_d \xi (k_d^6 - 7k_d^4 \xi^2 + 7k_d^2 \xi^4 - \xi^6); \quad (29)$$

$$c_{6b} = 2k_d \xi (3k_d^4 - 10k_d^2 \xi^2 + 3\xi^4); \quad (30)$$

$$c_{4b} = 4k_d \xi (k_d^2 - \xi^2); \quad (31)$$

$$c_{2a} = k_d^2 - \xi^2; \quad (32)$$

$$c_{2b} = 2k_d \xi, \quad (33)$$

где k_d в качестве предварительного шага полного решения определяется через k_y по формуле:

$$k_d = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{1 + \sqrt{1 - \left(\frac{\beta}{\Omega^2 - \Omega_H(\Omega_H + \beta + 1)} \right)^2}} \cdot k_y. \quad (34)$$

Решение уравнения (23) методом поиска нуля приводит к двум значениям неизвестной ξ , как раз соответствующим значениям компонент поперечного волнового числа k_d и k_m .

В работе [24] показано, что при реальных параметрах задачи в целом предварительное значение k_d , определяемое формулой (34), отличается от конечного, полученного как одного из значений ξ из решения уравнения (23), менее чем на единицы процентов. То есть можно полагать, что такое предварительное задание величины k_d с помощью формулы (34), приводящее к значительному упрощению задачи, вполне оправдано.

Подстановка перечисленных параметров в дисперсионное соотношение (16), а также учет равенства:

$$k_x^e = k_y, \quad (35)$$

выполняющегося при $k_z = 0$, позволяет привести его к виду, содержащему только частоту Ω и продольное волновое число k_y .

Комплексный характер поперечного волнового числа (21)-(22) приводит к комплексному виду дисперсионного соотношения. В работе [25] показано, что для получения действительной зависимости частоты Ω от продольного волнового числа k_y достаточно рассмотреть только действительную часть полного дисперсионного соотношения, имеющую вид:

$$\frac{AB}{A^2 \sin^2(d k_m) + B^2 \cos^2(d k_m)} - \frac{u_d v_d + u_m v_m}{v_d^2 + v_m^2} = 0, \quad (36)$$

где введены обозначения:

$$A = e^{dk_d} - e^{-dk_d}; \quad (37)$$

$$B = e^{dk_d} + e^{-dk_d}, \quad (38)$$

а также:

$$u_d = k_y (\varepsilon_d^{(-)} - \varepsilon_d^{(+)}); \quad (39)$$

$$u_m = k_y (\varepsilon_m^{(-)} - \varepsilon_m^{(+)}); \quad (40)$$

$$v_d = k_y^2 - (\varepsilon_d^{(+)} \varepsilon_d^{(-)} - \varepsilon_m^{(+)} \varepsilon_m^{(-)}); \quad (41)$$

$$v_m = -(\varepsilon_d^{(+)} \varepsilon_m^{(-)} + \varepsilon_d^{(-)} \varepsilon_m^{(+)}), \quad (42)$$

в которых:

$$\varepsilon_d^{(+)} = \mu_{1d}^{(+)} k_d - \mu_{1m}^{(+)} k_m + v_{1m}^{(+)} k_y; \quad (43)$$

$$\varepsilon_m^{(+)} = \mu_{1d}^{(+)} k_m + \mu_{1m}^{(+)} k_d - v_{1d}^{(+)} k_y; \quad (44)$$

$$\varepsilon_d^{(-)} = -\mu_{1d}^{(-)} k_d + \mu_{1m}^{(-)} k_m + v_{1m}^{(-)} k_y; \quad (45)$$

$$\varepsilon_m^{(-)} = -\mu_{1d}^{(-)} k_m - \mu_{1m}^{(-)} k_d - v_{1d}^{(-)} k_y, \quad (46)$$

где $\mu_{1d}^{(\pm)}$, $\mu_{1m}^{(\pm)}$, $v_{1d}^{(\pm)}$, $v_{1m}^{(\pm)}$ – действительные и мнимые части компонент тензора проницаемости (2)-(5), взятые при значениях волнового числа (21) и (22) соответственно.

Решение дисперсионного отношения (16) или (36) в аналитическом виде вряд ли возможно, поэтому в работах [22-24] решение выполняется численно методом поиска нуля. Подробная пошаговая процедура выполнения такого решения приведена полностью в работе [25]. В настоящей работе использовалась та же процедура, позволившая получить дисперсионные кривые, приведенные далее.

3. Время собственного пробега волны

Условием ограничения волнового числа, то есть прекращением распространения волны является ее затухание на расстоянии, равном собственной длине.

Согласно общей теории распространения волны, ее длина обратна волновому числу, с коэффициентом 2π [51, стр.30], то есть:

$$\lambda = \frac{2\pi}{k}. \quad (47)$$

Групповая скорость равна производной от закона дисперсии волны $\omega(k)$ по волновому числу k [51, стр.430], то есть:

$$v_g = \frac{d\omega}{dk}. \quad (48)$$

Таким образом, если известен закон дисперсии магнитостатической волны $\omega(k)$, то ее групповую скорость v_g можно найти путем дифференцирования $\omega(k)$ по волновому числу k . При этом время t_S , за которое волна проходит расстояние, равное своей длине (называемое далее «время собственного пробега»), принимает вид:

$$t_S = \frac{\lambda}{v_g} = \frac{2\pi}{k} \cdot \left(\frac{d\omega}{dk} \right)^{-1}. \quad (49)$$

Схема нахождения такого времени показана на рис.2. Здесь на рис.2а представлены дисперсионные кривые, полученные по формуле (36) при различных значениях параметра обмена. На рис.2б – зависимости групповой скорости от волнового числа, полученные путем численного дифференцирования дисперсионных кривых, представленных на рис.2а. На рис.2в представлены зависимости времени прохождения волной расстояния собственной длины t_S , полученные по формуле (52). На всех рисунках для сравнения точечной линией приведены те же зависимости для классической волны Дэймона-Эшбаха без учета обмена и размагничивания.

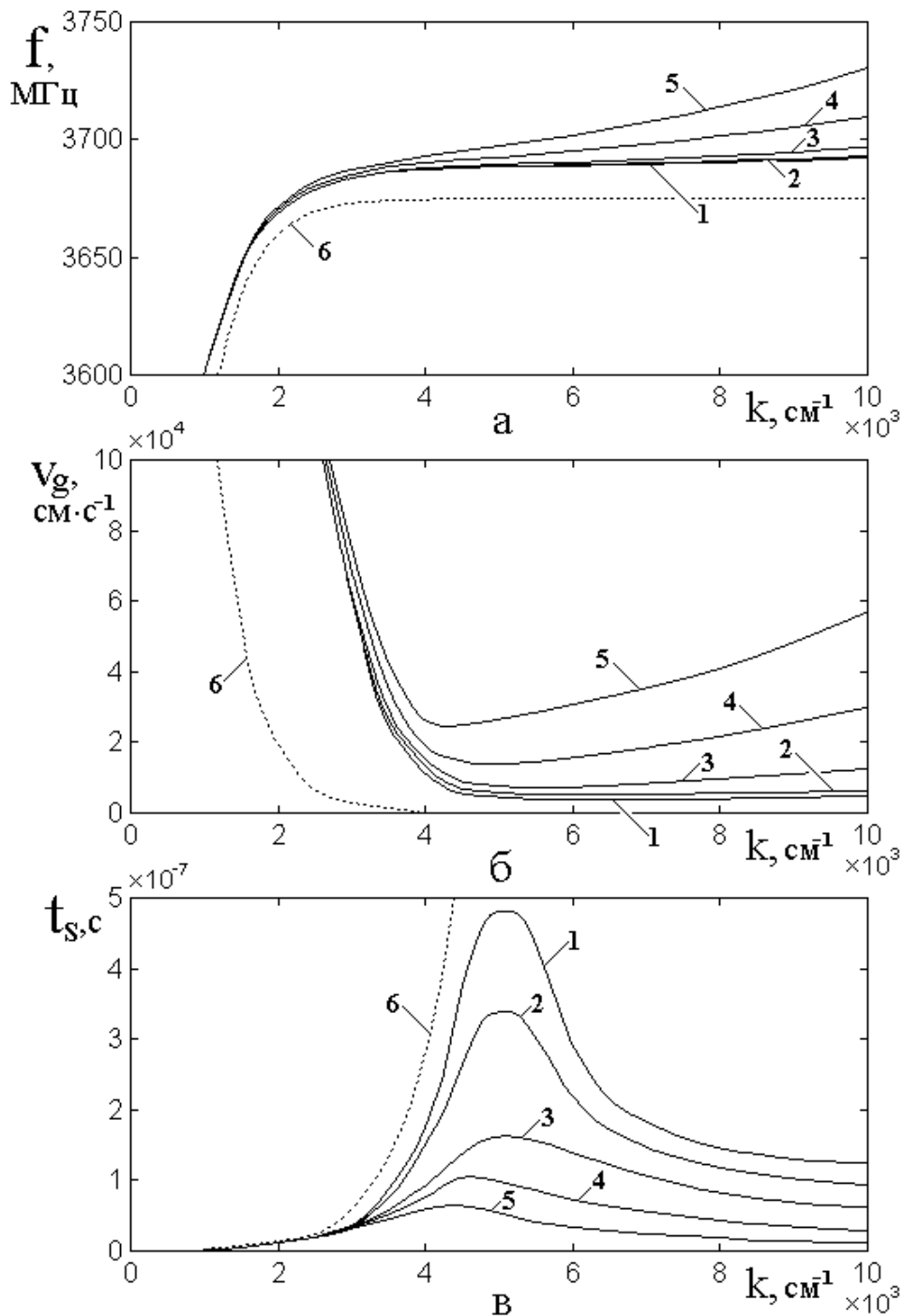


Рис.2. Зависимости частоты (а), групповой скорости и времени собственного пробега волны (в) от волнового числа при различных значениях константы обменного взаимодействия. Значения константы обмена Q отнесены к такому для ЖИГ $Q(YIG) = 3,37 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2$ (нормирована на 4π):
 1 – $Q = 0,5 \cdot Q(YIG)$; 2 – $Q = 1,0 \cdot Q(YIG)$; 3 – $Q = 3,0 \cdot Q(YIG)$;
 4 – $Q = 10 \cdot Q(YIG)$; 5 – $Q = 20 \cdot Q(YIG)$. Точечные кривые б соответствуют классической задаче Дэймона-Эшбаха без размагничивания и обмена.
 Параметры: постоянное поле $H_0 = 437,5 \text{ Э}$, намагниченность $4\pi M_0 = 1750 \text{ Гс}$, толщина пластины $d = 10 \text{ мкм}$, нормирующий коэффициент параметра размагничивания: $\alpha_p = 0,05$.

Из рис.2а видно, что по мере увеличения волнового числа все дисперсионные кривые возрастают по квадратичному закону тем сильнее, чем константа обмена больше, что соответствует влиянию обмена, рассмотренному в работах [22, 24, 25].

Все кривые 1-5 проходят выше классической кривой Дэймона-Эшбаха 6, причем добавка даже при малой величине константы обмена (кривые 1, 2) во всем интервале изменения волнового числа остается почти постоянной (около 15 МГц). Некоторое увеличение этой добавки при волновом числе больше $8 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$, хотя и наблюдается, но оно значительно меньше увеличения, обусловленного обменным взаимодействием. Согласно показанному в работе [23], такое поведение добавки к дисперсионным кривым обусловлено влиянием поля размагничивания волны.

Из рис.2б, где показаны групповые скорости, соответствующие дисперсионным кривым на рис.2а, видно, что все они сначала резко спадают после чего, пройдя минимум, плавно возрастают. Первичный спад кривых обусловлен быстрым ростом зависимостей дисперсии на начальном участке до волновых чисел порядка $3 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$. Минимум соответствует прохождению дисперсионных кривых почти горизонтального участка, где волновое число меняется от $3 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ до $6 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$. В этой области действие размагничивания формы пластины уже заканчивается, а действие обмена еще только начинается. Здесь классическая дисперсия Дэймона-Эшбаха (кривая 6) приводит к стремлению групповой скорости к нулю, что и дает в результате ограничение волнового числа. При волновых числах больше $6 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ обмен сказывается все сильнее, так что групповая скорость волны увеличивается и кривые идут вверх. Это рост проявляется тем более ярко, чем константа обмена больше.

На рис.2в приведены зависимости времени собственного пробега волны t_S от волнового числа, построенные по формуле (49) для тех же значений константы обмена. Видно, что в области минимума кривых на рис.2б

зависимости времени t_S от k имеют максимум. То есть, чем меньше скорость, тем больше времени требуется волне для прохождения своей длины. Для классической волны Дэймона-Эшбаха (кривая б) это время стремится к бесконечности, так что за время релаксации она никогда не успевает пройти собственную длину, вследствие чего волна на этом пути полностью затухает и дальше распространяться не может.

Из рисунка видно, что время t_S тем больше, чем константа обмена меньше. То есть именно обменное взаимодействие, поддерживая волну на пути, не дает ей затухнуть на собственной длине и она может распространяться дальше. При этом, чем константа обмена больше, тем такое его положительное действие проявляется сильнее.

4. Влияние дискретности развертки по волновому числу на время собственного пробега волны

Зависимости групповой скорости от волнового числа, представленные на рис.2б, получены путем численного дифференцирования дисперсионных кривых, приведенных на рис.2а. Процедура дифференцирования выполнялась в соответствии с [52-стр.562-576], где учитывался только первый член ряда. Однако в [55-стр.695] отмечено, что «Численное дифференцирование чувствительно к ошибкам, вызванным неточностью исходных данных, отбрасыванием членов ряда и т.д., и поэтому должно применяться с осторожностью». Рассмотрим кратко, какие именно меры предосторожности должны быть приняты.

Можно видеть, что кривые на рис.2а при волновых числах выше $4 \cdot 10^3$ см⁻¹ идут довольно полого. При этом их значения на длине шага по волновому числу меняются крайне мало, так что разность этих значений, необходимая для вычисления производной, получается близкой к нулю. Дисперсионные кривые, приведенные на рис.2а, получены путем поиска нуля, так что их точность определяется величиной шага по частоте в процессе такого поиска. Вследствие малости изменения частоты на длине шага по волновому числу, значение

приращения частоты на длине такого шага измеряется немногими единицами шага по частоте. То есть последовательность этих значений при изменении волнового числа в области k больше $4 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ имеет ступенчатый характер, где высота ступенек определяется величиной шага по частоте при поиске нуля. При дифференцировании такой ступенчатой зависимости на соответствующих участках кривых для групповой скорости, представленных на рис.2б, получаются довольно большие ошибки. При шаге по частоте в 0,5 МГц, который был принят основным в настоящей работе, кривые для групповой скорости в тех частях, где они проходят почти горизонтально, испытывают колебания до 5%. Проверка показала, что уменьшение шага по частоте еще на порядок к заметному сглаживанию кривых не приводит, однако время расчета, особенно при волновых числах более 10^4 см^{-1} становится неоправданно большим (до нескольких часов). Это происходит при шаге по волновому числу в 250 см^{-1} , причем дальнейшее уменьшение шага к повышению точности не приводит. В результате кривые на рис.2в, получаемые делением длины волны на значения групповой скорости, приведенные на рис.2б, испытывают скачки, достигающие 10%. Уменьшение шага по волновому числу приводит к учащению скачков с увеличением их амплитуды. Такое возрастание амплитуды скачков происходит из-за того, что знаменатель дроби, определяющей длину собственного пробега, уменьшается.

Пример разброса значений времени собственного пробега при изменении шага по волновому числу показан на рис.3. Приведены три значения шага, по обе стороны от оптимума. Сплошная кривая является результатом усреднения значений при шаге равном 500 см^{-1} .

Из рисунка можно видеть, что шаг в 750 см^{-1} (точки квадратные – 1), хотя и отражают рост зависимости в области между $4 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ и $7 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ в сочетании с пологими участками вне этого интервала, причем разброс их отсутствует, однако расстояние между этими точками слишком велико и не позволяет получить подробного представления о полном ходе зависимости.

Более того, максимум вблизи $k = 5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ вообще пропущен (так как на него не пришлось соответствующей точки).

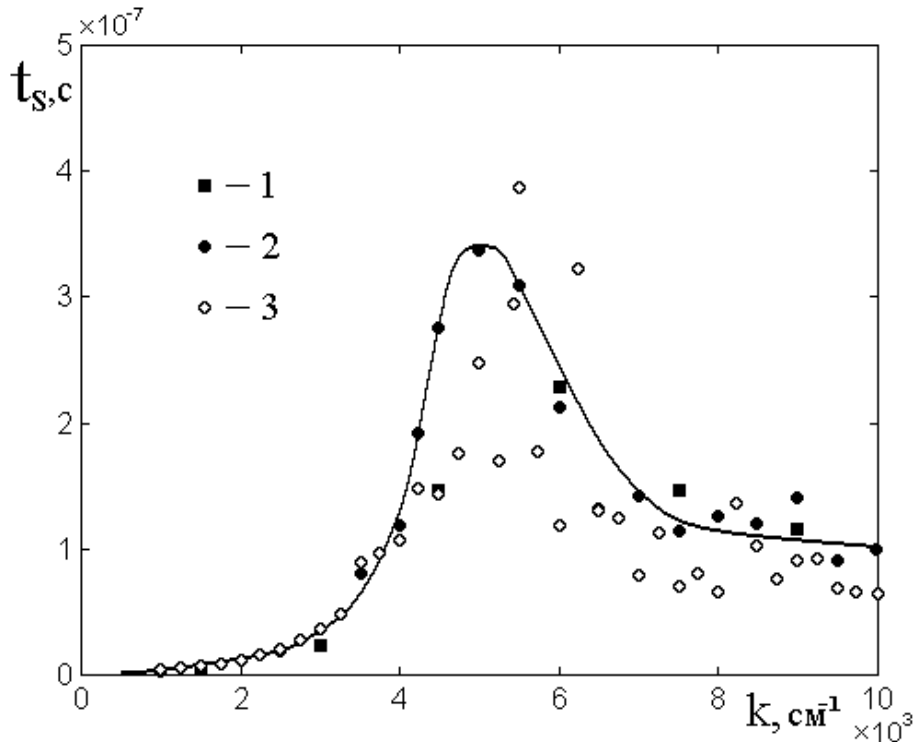


Рис.3. Зависимости времени собственного пробега от волнового числа, полученные при различной величине шага по волновому числу: 1 – $\Delta k = 750 \text{ см}^{-1}$, 2 – $\Delta k = 500 \text{ см}^{-1}$, 3 – $\Delta k = 250 \text{ см}^{-1}$. Константа обмена равна $Q(YIG)$.
Остальные параметры – те же, что на рис.2.

Шаг в 500 см^{-1} (точки круглые сплошные – 2) отражает ход кривой с достаточной подробностью, а разброс проявляется только выше $7 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ и не превышает 10%.

Шаг в 250 см^{-1} (точки круглые открытые – 3) общий характер зависимости (подъем посередине и спады по обе стороны), отражает в достаточной степени, однако приводит к весьма значительному разбросу, который начинает проявляться уже с волнового числа около $5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$. Величина разброса достигает 30%, что значительно больше, чем при шаге в 500 см^{-1} .

На основании данных, представленных на рис.3, можно полагать, что оптимальным является шаг по волновому числу равный 500 см^{-1} , который и был принят в качестве основного в настоящей работе. Сплошная кривая на рисунке проведена путем усреднения («на глаз») точек 2, соответствующих этому шагу. Можно видеть, что она является достаточно плавной и отклоняется от точек не более чем на 5%. Эта кривая соответствует кривой 2 на рис.2в.

Таким образом, склонное к скачкообразному поведение получаемых зависимостей времени собственного пробега от величины волнового числа, вызвало необходимость усреднения с целью приближения их более гладкими кривыми, которые и приведены на рис.2в. То есть эти кривые получены путем сглаживания реально получаемых зависимостей в пределах около 10%, что следует иметь в виду при сопоставлении с временами релаксации.

5. Время релаксации

Важнейшим параметром, характеризующим возможность распространения волны в диссипативной среде, является время релаксации ее колебаний. Так, если время релаксации настолько мало, что волна за это время не успевает пройти расстояние, равное своей длине, то ее распространение, как волнового процесса, прекращается. Колебания вблизи точки возбуждения спадают по амплитуде на расстоянии первой же длины волны настолько, что на расстоянии второй длины волны колебания уже отсутствуют. То есть колебания в пределах первой длины волны приобретают аperiodический характер и волна дальше не распространяется.

Волна, амплитуда которой меняется во времени, распространяется с групповой скоростью. Поэтому, если время распространения волны с групповой скоростью на расстояние своей длины превышает время релаксации, то волна распространяться не может. В работах [31-41] показано, что именно такое обстоятельство является причиной ограничения закона дисперсии волны по волновому числу. Там же отмечено, что прямое определение групповой скорости как тангенса угла касательной к дисперсионной кривой, приводит после достижения минимума к новому увеличению групповой скорости (рис.3 в

работе [38]). Однако далее сказано, что это увеличение является кажущимся, так как соответствует плавному уменьшению намагниченности по аperiодическому закону на расстояние, превышающее длину волны, что и дает как бы увеличение групповой скорости. То есть за время периода спад намагниченности простирается на значительную длину, а скорость, определяемая как отношение длины этого спада ко времени периода соответственно возрастает. Однако эта «скорость» уже не имеет отношения к распространению волны, то есть волна, как возмущение среды с определенной периодичностью, дальше не распространяется.

Таким образом, равенство между временем распространения волны с групповой скоростью на расстояние своей длины и временем релаксации можно считать критерием окончания распространения волны, то есть критерием ограничения закона дисперсии волны по волновому числу.

6. Определение времени релаксации для колебаний намагниченности

Основным предметом настоящей работы является задача Дэймона-Эшбаха с учетом обмена и размагничивания, представленная в работах [22-25]. Эти работы выполнены без учета затухания, однако аналитическое решение, требующее учета поперечного волнового числа, является довольно громоздким. Для задачи Дэймона-Эшбаха решение с учетом затухания получено в работах [33-41]. Хотя размагничивание и обмен здесь отсутствуют, однако аналитическая часть решения вследствие учета комплексного вида волнового числа также является довольно громоздкой. Объединение этих двух задач, то есть рассмотрение магнитостатических волн с учетом как обмена с размагничиванием, так и затухания, еще не выполнено. Следует ожидать, что оно будет еще более громоздким, чем каждая из этих задач в отдельности, поэтому авторы предпочитают оставить постановку объединенной задачи для отдельного исследования. Тем не менее, для рассматриваемой здесь задачи необходимо знание времени релаксации магнитостатической волны.

Вообще говоря, в наиболее чистом виде оно должно быть определено из решения упомянутой выше объединенной задачи, которое на данный момент

отсутствует. В то же время, относительно колебаний намагниченности, имеется достаточно подробное решение задачи с учетом затухания, относящееся к возбуждению гиперзвуковых упругих колебаний на частоте ферромагнитного резонанса [52]. В этой задаче определение времени релаксации магнитных колебаний легко осуществимо путем анализа развития колебаний во времени после включения возбуждения.

В рамках настоящей работы положим, что время релаксации в этой задаче при возбуждении ферромагнитного резонанса то же самое, что и время релаксации в задаче о распространении магнитостатической волны типа Дэймона-Эшбаха. То есть для нашей цели воспользуемся временем релаксации, получаемом на основе решения задачи о гиперзвуке, рассмотренной в [52].

Замечание. Эквивалентность процесса затухания в обоих случаях не вполне очевидна, так как процесс релаксации может определяться конкретной моделью. Так, в динамике доменов [1, 2] релаксация, соответствующая линейному ФМР, не проходит, так как в доменах намагниченность переориентируется в обратном направлении на полный угол в 180 градусов, тогда как при ФМР в линейном режиме намагниченность отклоняется лишь на доли градуса (как правило, не более чем на 1 градус), после чего начинается нелинейное параметрическое возбуждение обменных спиновых волн [49, 50]. В самом деле, динамика доменов – процесс существенно нелинейный, механизм развития которого коренным образом отличается от развития линейного ФМР, что и дает различие времен релаксации. Однако в рамках настоящей работы прецессия намагниченности является линейной, так что раскрытие конуса прецессии не превышает 1-2 градусов, поэтому можно полагать, что процессы релаксации для линейной волны и для линейной же прецессии в [52] происходят одинаково, то есть эквивалентны.

7. Задача о возбуждении однородной прецессии намагниченности

Геометрия задачи, совпадающая с принятой в [52], показана на рис.4. Основу составляет ферритовая пластина толщины d , обладающая магнитными, упругими и магнитоупругими свойствами. Для рассматриваемых здесь

вопросов упругие колебания не нужны, поэтому ограничимся только магнитной частью задачи.

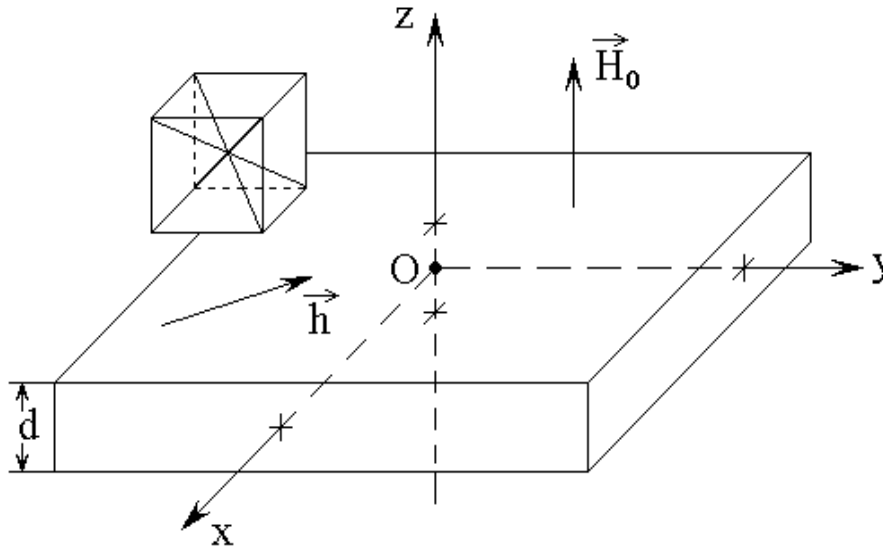


Рис.4. Геометрия задачи. Слева – схема кристаллографической ячейки.

Плоскость системы координат $Oxyz$ совпадает с плоскостью пластины, а центр находится на половине ее высоты. Постоянное поле \vec{H}_0 направлено по оси Oz , переменное \vec{h} – в плоскости пластины. Уравнение движения для компоненты намагниченности m_x имеет вид:

$$\frac{\partial m_x}{\partial t} = -\frac{\gamma}{1 + \alpha^2} \cdot [(m_y + \alpha m_x m_z) \cdot H_z - (m_z - \alpha m_y m_x) \cdot H_y - \alpha \cdot (m_y^2 + m_z^2) \cdot H_x], \quad (50)$$

где m_x , m_y , m_z – компоненты намагниченности, нормированные на намагниченность насыщения M_0 , γ – гиромагнитная постоянная, α – параметр затухания по Гильберту [4, 53, 58, 59], а уравнения для m_y и m_z получаются циклической перестановкой индексов x , y , z .

Будем полагать, что колебания намагниченности возбуждаются переменным полем правой круговой поляризации, так что эффективные поля имеют вид:

$$H_x = h_0 \sin(2\pi f_0 t); \quad (51)$$

$$H_y = -h_0 \cos(2\pi f_0 t); \quad (52)$$

$$H_z = H_0 - 4\pi M_0 m_z, \quad (53)$$

где: f_0 – частота возбуждения.

Намагниченность пластины – типичная для монокристалла ЖИГ: $4\pi M_0$ 1750 Гс. Постоянное поле $H_0 = 2750$ Э. Амплитуда переменного поля $h_0 = 0,01$ Э. Частота ФМР при $\gamma = 2,8$ МГц Э⁻¹ равна 2800 МГц. Частота переменного поля равна той же величине: $f_0 = 2800$ МГц. Параметр затухания α будет далее меняться от 0,0005 до 0,0200 в соответствии с условиями задачи.

Система трех уравнений вида (50) для m_x , m_y , m_z решалась численно методом Рунге-Кутты четвертого порядка [54]. Результатом решения являлась развертка по времени колебаний намагниченности, происходящих после включения возбуждения.

8. Схема определения времени релаксации

Рассмотрим определение времени релаксации с помощью схемы, приведенной на рис.5. Здесь показано развитие во времени колебаний нормированной компоненты намагниченности m_x , происходящее после включения возбуждения, полученное в соответствии с решением задачи о возбуждении гиперзвука. Колебания настолько частые, что в масштабе рисунка неразличимы и слились в сплошное черное поле. Однако огибающая видна совершенно отчетливо.

Согласно классическому определению [55-стр.210-211, форм.48.6), стр.554, форм.(124.7); 56-стр.171-172, форм.(80.1)], время релаксации равно промежутку времени, за который колебания от нуля возрастают до величины, составляющей

$$A_R = (1 - e^{-1}) \cdot A_S, \quad (54)$$

где $e = 2,71828\dots$ – основание натуральных логарифмов, A_S – амплитуда колебаний в установившемся режиме (то есть при $t \rightarrow \infty$). Полагая $A_S = 1$, получаем: $1 - e^{-1} = 0,6321$. То есть время релаксации равно промежутку времени, за который амплитуда колебаний нарастает до уровня 0,6321 от своего значения при $t \rightarrow \infty$. Таким образом, нарастание колебаний намагниченности во времени происходит по закону:

$$m_x = 1 - \exp(t/\tau_R). \quad (55)$$

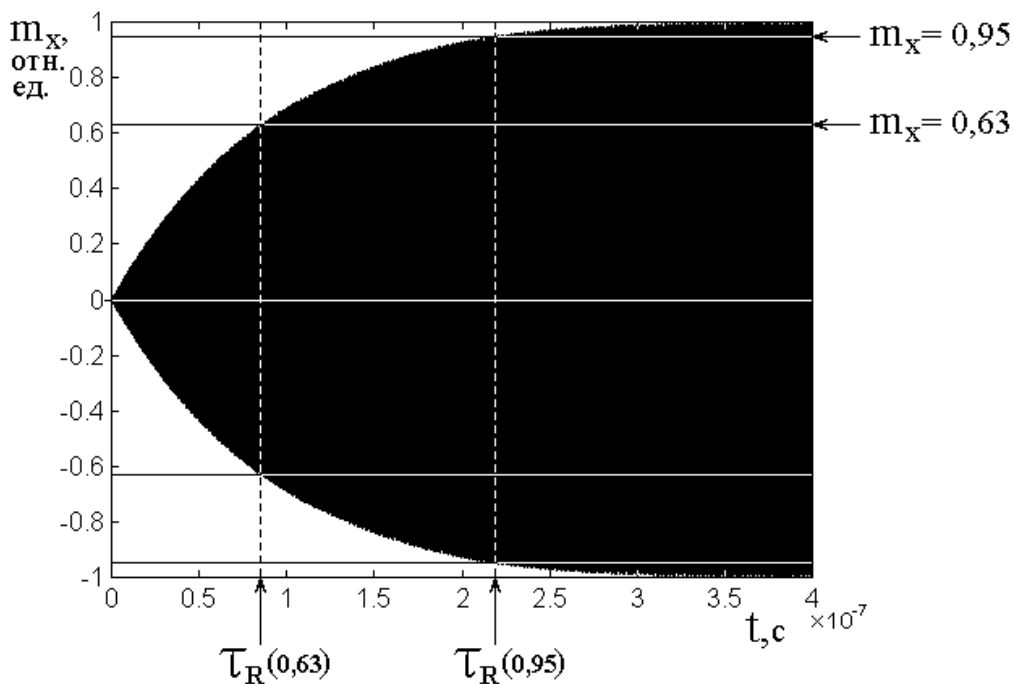


Рис.5. Схема определения времени релаксации.

Черное поле – колебания намагниченности с периодом $3,5714 \cdot 10^{-10}$ с, что соответствует частоте 2800 МГц. Параметр затухания – $\alpha = 0,0006$.

При этом время релаксации определяется на уровне $m_x(\tau_R) = 0,6321$. На рис.5 время релаксации, соответствующее этому уровню, отмечено левой вертикальной пунктирной линией при $t = \tau_R(0,63)$. Однако из рисунка можно видеть, что амплитуда нормированных колебаний при этом времени еще далеко не достигает единицы. То есть, если принять так определенное время релаксации за время уменьшения амплитуды волны за счет затухания, то

видно, что волна затухла еще далеко не совсем и частично может распространяться, по крайней мере, преодолеть расстояние, равное своей длине. Поэтому для большей верности следует принять за время релаксации время, при котором амплитуда колебаний достигает более высокого уровня, чем 0,6321, например уровня 0,9500 от максимального значения. Так определенное время релаксации показано на рис.5 правой вертикальной пунктирной линией при $t = \tau_R(0,95)$. В рамках настоящей работы будем рассматривать оба значения времени релаксации, однако времени $\tau_R(0,95)$ отдадим определенное предпочтение, как соответствующему более надежному затуханию волны.

9. Времена релаксации магнитных колебаний при различном затухании

Применим теперь так определенное время релаксации к колебаниям намагниченности в рамках задачи о возбуждении гиперзвука. Обратимся к таблице 1, где приведены соответствующие времена релаксации при изменении параметра затухания α от 0,0005 до 0,020, что как раз перекрывает диапазон параметров затухания для реальных ферритов [4, 57, 58]. В качестве дополнения в таблице приведены значения полуширины линии ферромагнитного резонанса, соответствующие тем же значениям параметра затухания.

Из таблицы видно, что по мере увеличения параметра затухания в рассматриваемом диапазоне в 200 раз, время релаксации уменьшается от 160 для $\tau_R(0,63)$ до 111 для $\tau_R(0,95)$ раз. При этом полуширина линии ферромагнитного резонанса ΔH увеличивается в те же 200 раз, что и параметр затухания.

На рис.6 приведены зависимости времени релаксации от параметра затухания, соответствующие данным таблицы №.1. Там же на врезке приведена зависимость поперечной компоненты намагниченности от параметра затухания при тех же условиях.

Таблица 1. Времена релаксации и полуширина линии ферромагнитного резонанса при различном затухании.

№	α , ед.	$\tau_R(0,63)$, с	$\tau_R(0,95)$, с	ΔH , Э
1	0,0001	$4,80 \cdot 10^{-7}$	$10,00 \cdot 10^{-7}$	0,10
2	0,0002	$2,10 \cdot 10^{-7}$	$4,50 \cdot 10^{-7}$	0,20
3	0,0003	$1,48 \cdot 10^{-7}$	$3,00 \cdot 10^{-7}$	0,30
4	0,0004	$1,13 \cdot 10^{-7}$	$2,25 \cdot 10^{-7}$	0,40
5	0,0005	$1,05 \cdot 10^{-7}$	$2,00 \cdot 10^{-7}$	0,50
6	0,0010	$0,54 \cdot 10^{-7}$	$1,35 \cdot 10^{-7}$	1,00
7	0,0020	$0,30 \cdot 10^{-7}$	$0,80 \cdot 10^{-7}$	2,00
8	0,0050	$0,12 \cdot 10^{-7}$	$0,25 \cdot 10^{-7}$	5,00
9	0,0100	$0,07 \cdot 10^{-7}$	$0,16 \cdot 10^{-7}$	10,00
10	0,0200	$0,03 \cdot 10^{-7}$	$0,08 \cdot 10^{-7}$	20,00

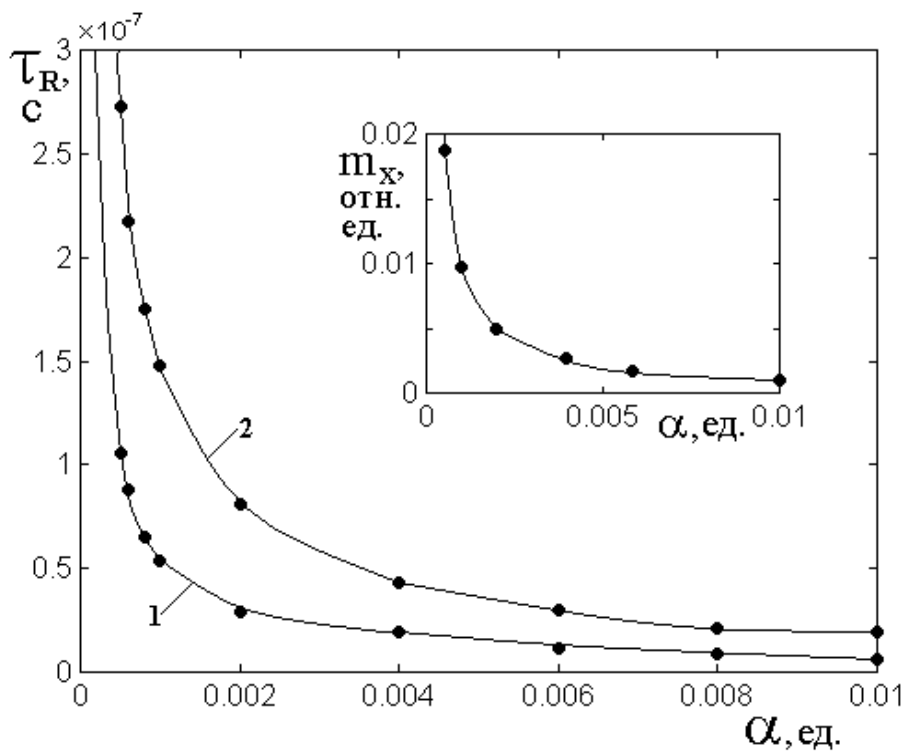


Рис.6. Зависимость времени релаксации от параметра затухания. 1 – $\tau_R(0,63)$; 2 – $\tau_R(0,95)$. На врезке – зависимость поперечной компоненты намагниченности от параметра затухания.

Из рисунка видно, что при малых значениях параметра затухания при его увеличении время релаксации спадает очень быстро, при средних такое падение замедляется, а при больших почти останавливается. Такой характер зависимости подобен закону обратной пропорциональности. При этом амплитуда установившихся колебаний также спадает сходным образом, что адекватно соответствует росту затухания.

Оценим порядок времени релаксации для типичных случаев. Воспользуемся формулой для полуширины резонансной линии ΔH [58, стр.46, форм.(1.3.30) с учетом стр.42, форм.(1.3.15)]:

$$\Delta H = \frac{f \alpha}{\gamma_f}, \quad (56)$$

где $\gamma_f = 2,8 \text{ МГц } \text{Э}^{-1}$ – гиромагнитная постоянная (для линейной частоты).

Выражая α , получаем:

$$\alpha = \frac{\gamma_f \Delta H}{f}. \quad (57)$$

Полагая для большинства ферритов ΔH порядка 20 Э, для частоты 3000 МГц находим $\alpha = 0,019$, что соответствует временам релаксации $\tau_R(0,63) = 0,03 \cdot 10^{-7} \text{ с}$ и $\tau_R(0,95) = 0,08 \cdot 10^{-7} \text{ с}$.

Для железоиттриевого граната среднего качества при тех же условиях ΔH составляет около 1 Э, так что $\alpha = 0,001$, что соответствует $\tau_R(0,63) = 0,50 \cdot 10^{-7} \text{ с}$ и $\tau_R(0,95) = 1,50 \cdot 10^{-7} \text{ с}$.

Учитывая грубость проделанной оценки, а также зависимость параметра затухания α от частоты, можно полагать, что времена релаксации для большинства ферритов составляют $0,05 \cdot 10^{-7}$, а для железоиттриевого граната – $1,00 \cdot 10^{-7} \text{ с}$, то есть, по крайней мере, на порядок больше.

Проверка показывает, что при значении $\Delta H = 0,15$ Э, приведенном в [4-стр.31], что соответствует железиттриевому гранату высокого качества, при частоте 3000 МГц, когда $\alpha = 1,5 \cdot 10^{-4}$ время релаксации составляет $8,0 \cdot 10^{-7}$ с⁻¹, а при частоте 9000 МГц достигает $20,0 \cdot 10^{-7}$ с⁻¹. что превышает таковое для большинства ферритов более чем на два порядка.

10. Сравнение времен релаксации и собственного пробега волны

Выше отмечено, что факт ограничения дисперсии волны по волновому числу связан с соотношением между временем собственного пробега волны и временем ее релаксации. То есть волна может распространяться без ограничения по волновому числу только в том случае, если время собственного пробега меньше времени релаксации, так что волна, пробегая свою длину, не успевает релаксировать полностью. Рассмотрим теперь соотношение этих времен на основе данных, приведенных в разделах 3 и 9.

Обратимся к рис.7, где приведены зависимости времени собственного пробега t_S и времени релаксации τ_R при различных параметрах затухания от волнового числа. Кривая $t_S(k)$ соответствует кривой 2 на рис.2в и отражает наиболее типичный материал – железиттриевый гранат. Горизонтальные линии соответствуют различным уровням параметра затухания.

Из рисунка можно видеть, что линия 1 проходит значительно выше кривой $t_S(k)$, так что волна с параметром затухания $\alpha = 0,0002$ может распространяться при любых значениях волнового числа. Из таблицы №1 видно, что полуширина линии ΔH для этого случая равна 0,20 Э, так что это – обычная величина для железиттриевого граната высокого качества. Такой или меньший уровень затухания как раз обеспечивает распространение достаточно коротких волн, описанных в экспериментах по линиям задержки в неоднородном поле [3-6, 42, 45-47].

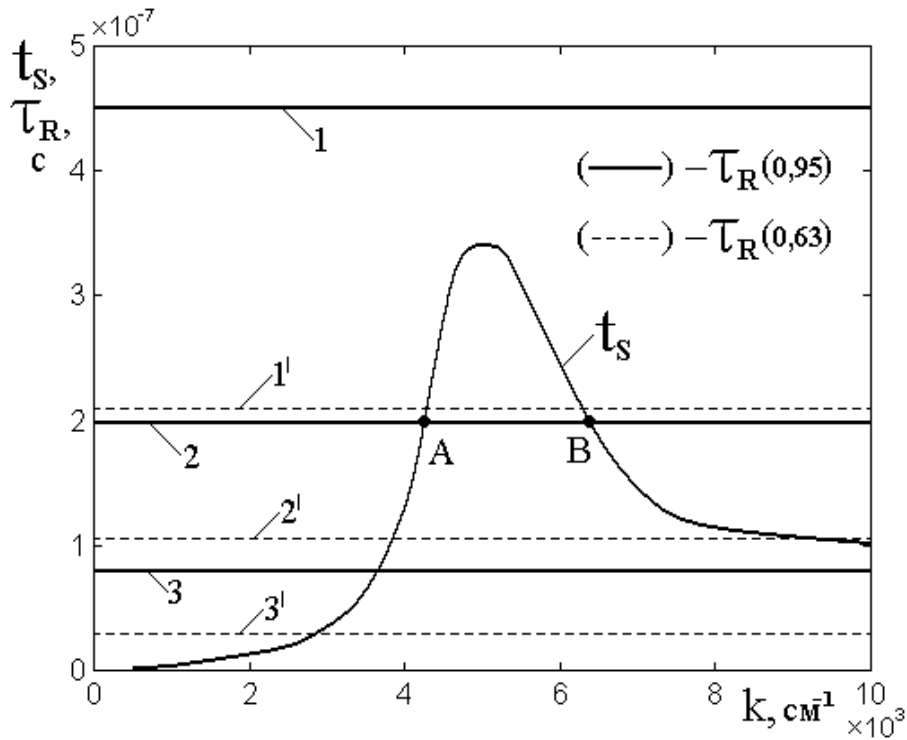


Рис.7. Зависимости времени собственного пробега t_S и времени релаксации τ_R при различных параметрах затухания от волнового числа. Утолщенная кривая соответствует времени собственного пробега при константе обмена $Q(YIG)$. Горизонтальные сплошные линии – времена релаксации $\tau_R(0.95)$, пунктирные – времена релаксации $\tau_R(0.65)$. Параметры затухания: 1, 1' – $\alpha = 0,0002$; 2, 2' – $\alpha = 0,0005$; 3, 3' – $\alpha = 0,0020$.

Линия 2 проходит несколько ниже вершины кривой $t_S(k)$, так что пересекает ее в двух точках А и В. В этом случае волна может распространяться в двух интервалах волнового числа: первый от нуля до $4,2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ (левее точки А), второй – от $6,4 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ до бесконечности (правее точки В). То есть здесь как раз имеет место ограничение дисперсии по волновому числу на уровне $4,2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$, подробно рассмотренное в работах [31-41]. Однако такое ограничение не является безусловным: волны, волновое число которых превышает $6,4 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$, также могут распространяться, что и наблюдается, например, в экспериментах по их параметрическому возбуждению [4, 49, 50, 58, 59]. Полуширина линии ΔH в этом случае

составляет 0,5 Э, что отвечает железиттриевому гранату невысокого качества, а также некоторым ферритам наилучших марок.

Линия 3 проходит еще ниже вершины кривой $t_S(k)$, так что в пределах рисунка пересекает ее только в одной точке при $k = 4,2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$. Поскольку кривая $t_S(k)$ при $k \rightarrow \infty$ стремится к нулю, то за пределами рисунка пересечение также имеется, однако уже достаточно далеко. Проверка показывает, что это происходит где-то на уровне $3,0 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$. Ограничение со стороны меньших волновых чисел наступает еще раньше, чем в предыдущем случае, а преодоление ограничения происходит только волновых числах более $3,0 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$. Полуширина линии ΔH составляет 2,0 Э, что отвечает ряду большинству ферритов достаточно хорошего качества. Таким образом, здесь реализация линий задержки уже затруднительна, так как происходит весьма значительное ослабление задерживаемого сигнала. Однако параметрическое возбуждение также вполне возможно, что и соответствует экспериментам, описанным в [49, 50].

При дальнейшем увеличении параметра затухания ограничение наступает еще раньше и преодолевается при волновых числах еще больших. Проверка показывает, что при $\alpha = 0,01$, что соответствует величине ΔH равной 10,0 Э (полная ширина – 20 Э), преодоление ограничения происходит на уровне $10^5 - 10^6 \text{ см}^{-1}$, однако оно все же преодолевается, что и обеспечивает параметрическое возбуждение обменных волн в достаточно плохих ферритах, в том числе в поликристаллах [49, 50].

Заметим, что все проведенные оценки относятся к времени релаксации на уровне 0,95 от максимума амплитуды, то есть к $\tau_R(0.95)$. При времени релаксации $\tau_R(0.65)$, как можно видеть из пунктирных линий на рис.7, ограничения несколько ужесточаются, однако основные выводы остаются прежними. То есть, если мы хотим работать без ограничения по волновому

числу, то надо использовать железиттриевый гранат достаточно высокого качества.

11. Время собственного пробега волны в диапазоне частот

Проведенное выше рассмотрение выполнено на одной частоте 2800 МГц, что недостаточно для уяснения прикладных возможностей. Рассмотрим теперь время собственного пробега волны в более широком диапазоне частот.

Величина пробега обусловлена значением групповой скорости, которая в свою очередь определяется законом дисперсии. Поэтому сначала рассмотрим именно эти величины.

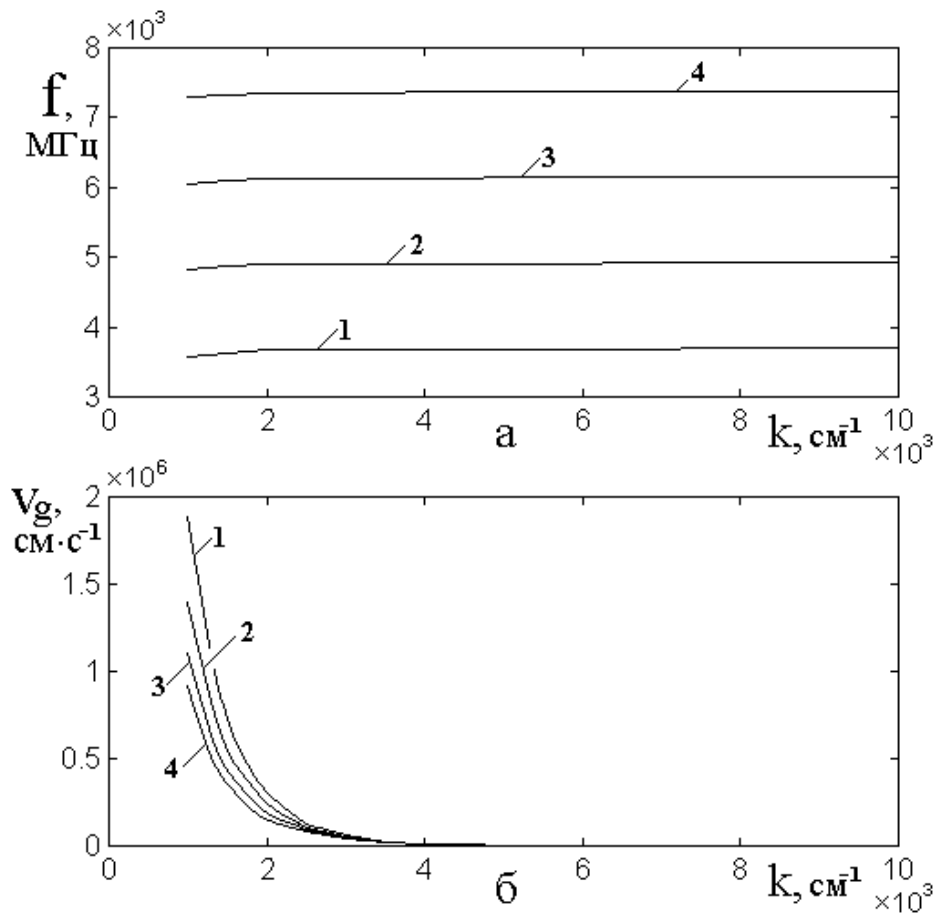


Рис.8. Зависимости частоты (а) и групповой скорости (б) волны от волнового числа при различных значениях постоянного поля H_0 :

1 – 437,5 Э; 2 – 875,0 Э; 3 – 1312,5 Э; 4 – 1750,0 Э. Константа обмена равна $Q(YIG) = 3,37 \cdot 10^{-12}$ см². Остальные параметры – те же, что на рис.2.

На рис.8 показаны дисперсионные кривые (а) и соответствующие зависимости групповой скорости от волнового числа (б) при различных значениях постоянного поля. Для удобства рассмотрения значения полей подобраны кратными величине $437,5 \text{ Э}$, равной $4\pi M_0/4$, где $4\pi M_0 = 1750 \text{ Гс}$ – типичная величина для железиттриевого граната.

Из рис.8а видно, что все дисперсионные кривые остаются подобными друг другу, только смещаясь вверх по частоте пропорционально увеличению поля. При волновых числах меньше 10^3 см^{-1} все кривые приближаются к левому краю рисунка, каждая на своей частоте, определяемой соотношением

$$f = \gamma \sqrt{H_0(H_0 + 4\pi M_0)}, \quad (58)$$

что соответствует нижней частоте спектра поверхностных волн [27, 28]. На рисунке эти участки кривых не показаны, так как для рассматриваемой здесь задачи не представляют интереса (здесь ограничения по волновому числу нет).

Приведенные на рис.8б зависимости групповой скорости от волнового числа также ведут себя практически одинаковым образом: по мере увеличения k сначала резко спадают, затем спад замедляется и кривые подходят близко к нулю. В области малых волновых чисел крутизна спада кривых тем больше, чем поле меньше. Такое их поведение отражает крутизну дисперсионных кривых в этой области: интервал дисперсии между нижней и верхней частотами спектра по мере увеличения поля уменьшается, так что и крутизна начального участка также падает.

Из рис.8б можно видеть, что в области волновых чисел больше $4 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ кривые проходят вблизи нуля однако ожидаемый их рост не заметен из-за недостаточности разрешения рисунка. Проверка показывает, что это рост имеет место и он подобен таковому на рис.2б, однако здесь не представлен ввиду отсутствия каких-либо особенностей.

На рис.9 приведены зависимости времени собственного пробега волны при тех же полях и частотах, что на рис.8. построение аналогично приведенному на рис.2в.

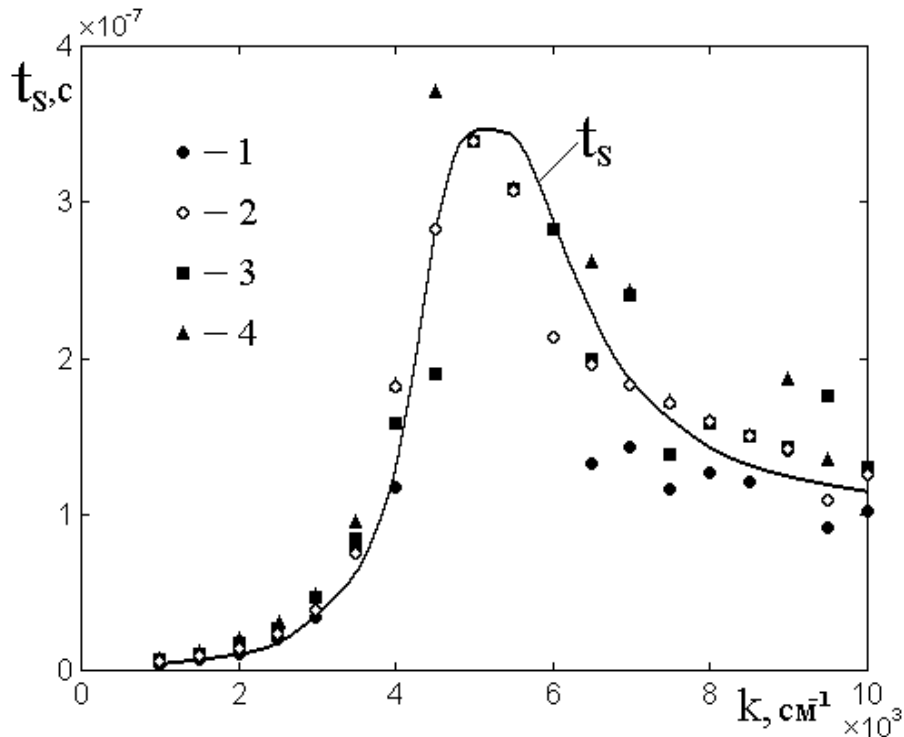


Рис.9. Зависимости времени собственного пробега волны от волнового числа для тех же полей, что на рис.8. Цифровые обозначения точек и все параметры – те же. Сплошная кривая – усредненная по всем точкам.

Из рисунка видно, что в области волновых чисел меньше $4 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$ все точки ложатся на одну кривую с точностью единиц процентов, однако далее наблюдается заметный разброс, подобный разобранному в разделе 4. Можно видеть, что разброс точек происходит в обе стороны вверх и вниз примерно с одинаковой вероятностью. То есть можно считать, что все зависимости в этой области, особенно при волновых числах больше $6 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$, практически совпадают. Усредненная зависимость построена сплошной линией. Видно, что она подобна кривой 2 на рис.2в. Таким образом, можно сделать вывод, что зависимость время собственного пробега волны от частоты и соответствующего поля с достаточной степенью вероятности отсутствует.

12. Время релаксации в диапазоне частот

Для выяснения вопроса об ограничении волнового числа следует сравнить время собственного пробега волны со временем релаксации. Времена собственного пробега получены в предыдущем разделе. Обратимся теперь к рассмотрению времени релаксации в тех же условиях.

Поскольку время пробега определяется из закона дисперсии поверхностной волны, а время релаксации из ферромагнитного резонанса нормально намагниченной пластины, в качестве равенства условий примем одно и то же значение постоянного магнитного поля.

Зададим для поля те же значения, что были заданы в предыдущем разделе, то есть кратные величине $4\pi M_0/4 = 437,5$ Э (где $4\pi M_0 = 1750$ Гс) с кратностью от единицы до четырех. Поскольку поле в первую очередь относится к задаче о волне, обозначим его H_w . В этом поле частота начала спектра поверхностных волн, определяется формулой [27, 28]:

$$f_H = \gamma \sqrt{H_w(H_w + 4\pi M_0)}. \quad (59)$$

При этом поле, требуемое для возбуждения ферромагнитного резонанса в нормально намагниченной пластине на этой частоте, равно:

$$H_R = \left(\frac{f_H}{\gamma} \right) + 4\pi M_0. \quad (60)$$

Это поле определяется в соответствии с формулой Киттеля для ферромагнитного резонанса в нормально намагниченном диске, приведенной например в [59-стр.54, форм.(1.4.20)] или в [4-стр.34, форм.(1.99)].

Параметр затухания α будем определять по формуле (8В):

$$\alpha = \frac{\gamma_f \Delta H}{f}, \quad (61)$$

в которой полуширину линии будем считать не зависящей от частоты и поля. Таким образом, изменение времени релаксации при изменении частоты или поля будет обеспечиваться изменением не ширины линии, а изменением параметра затухания.

Замечание. Положение о независимости полуширины линии ферромагнитного резонанса от поля и соответственно частоты, вообще говоря, бесспорным не является. Однако, как можно видеть из работы [60], в которой выполнено экспериментальное исследование зависимости ширины линии от

частоты на образце из поликристаллического иттрий-гадолиниевого граната, эта ширина в интервале частот от 2000 до 10000 МГц везде, кроме небольшого участка вблизи 4000 МГц, где она несколько больше, сохраняет одно и то же значение, равное 55 ± 5 Э (рис.1 на стр.619 в [60]). То есть положение о независимости ширины линии от частоты или поля можно считать достаточно обоснованным.

В таблице №2 приведены значения параметра затухания при различных значениях поля H_w и соответствующей ему частоты f_H (первые два столбца). В следующем столбце приведены значения поля резонанса H_R , рассчитанные по формуле (60). В последних четырех столбцах приведены значения параметра затухания α , соответствующие полуширине линии указанной в скобках. Эти значения рассчитаны по формуле (61). Столбцы при $\alpha(0,1)$ и $\alpha(0,2)$ соответствуют железоиттриевому гранату хорошего и среднего качества соответственно. Столбцы при $\alpha(0,5)$ и $\alpha(1,0)$ соответствуют лучшим и средним ферритам.

Таблица 2. Параметр затухания при различных значениях поля.

№ №	H_w , Э	f_H , МГц	H_R , Э	$\alpha(0,1)$ $\times 10^{-5}$	$\alpha(0,2)$ $\times 10^{-5}$	$\alpha(0,5)$ $\times 10^{-5}$	$\alpha(1,0)$ $\times 10^{-5}$
1	437,5	2739	2728	10,000	20,000	50,000	100,000
2	875,0	4244	3266	6,598	13,196	32,990	65,980
3	1312,5	4614	3755	4,988	9,976	24,940	49,880
4	1750,0	6390	4225	4,040	8,080	20,200	40,400

В таблице №3 приведены времена релаксации, полученные по способу, описанному в разделе 8, при тех же условиях и для тех же значений параметра α , что в таблице №2.

В предыдущем разделе показано, что максимальное время собственного пробега в принятых здесь условиях составляет $3,5 \cdot 10^{-7}$ с. Из таблицы можно

видеть, что время релаксации превышает эту величину только для первых двух столбцов таблицы №2.

Таблица 3. Времена релаксации при тех же полях, что в таблице №2.

№ №	$\tau_R(0,1)$ $\times 10^{-7}, \text{с}$	$\tau_R(0,2)$ $\times 10^{-7}, \text{с}$	$\tau_R(0,5)$ $\times 10^{-7}, \text{с}$	$\tau_R(1,0)$ $\times 10^{-7}, \text{с}$
1	11,0	5,2	3,4	2,5
2	8,8	4,6	3,2	2,3
3	7,2	4,1	3,0	2,2
4	5,6	3,7	2,7	2,1

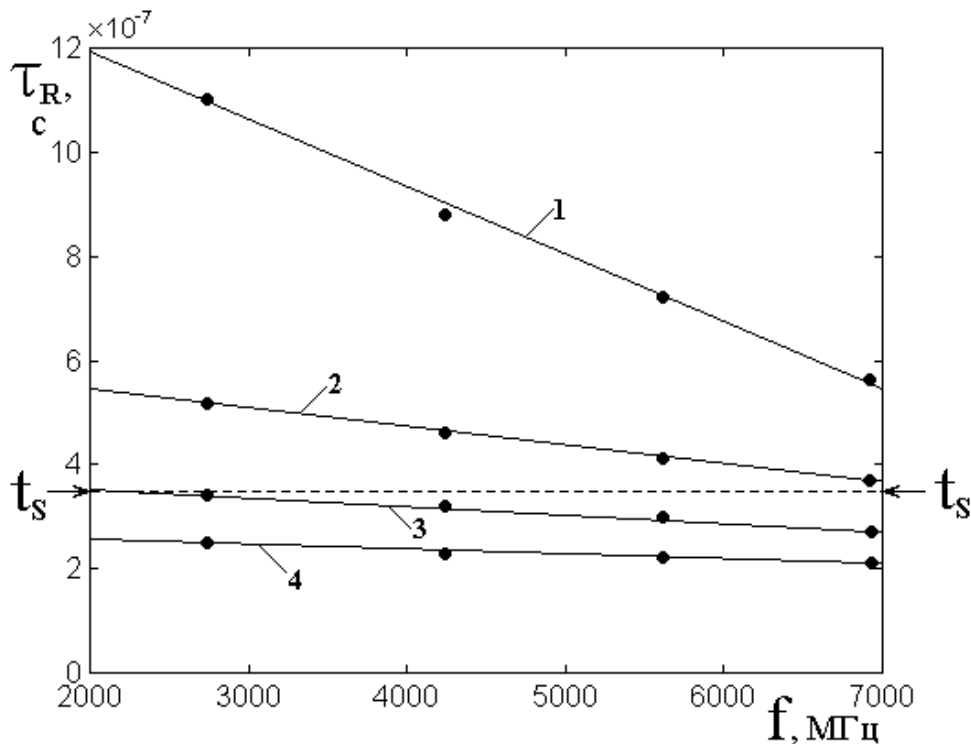


Рис.10. Зависимости времени релаксации от частоты при различных значениях полуширины линии резонанса ΔH : 1 – 0,1 Э; 2 – 0,2 Э; 3 – 0,5 Э; 4 – 1,0 Э. Горизонтальная пунктирная линия – максимальное время собственного пробега волны $t_S = 3,5 \cdot 10^{-7}$ с (по рис.9). Параметры – те же что в таблицах №2 и №3.

На рис.10 показаны зависимости времени релаксации от частоты при различных значениях полуширины линии резонанса ΔH , построенные по данным таблиц №1 и №2. Там же горизонтальной пунктирной линией показано

время собственного пробега волны, в соответствии с данными предыдущего раздела, от частоты не зависящее.

Из рисунка можно видеть, что все зависимости в рассматриваемом интервале частот очень хорошо приближаются прямыми линиями, наклон которых тем больше, чем ширина линии меньше. В пределах рисунка линии 1 и 2 проходят выше максимального значения t_G , а линии 3 и 4 – ниже. То есть для линий 1 и 2 ограничение по волновому числу отсутствует, а для линий 3 и 4 имеет место. Линиям 1 и 2 соответствует железиттриевый гранат, так что только он пригоден для создания устройств, работающих во всем диапазоне частот. Однако следует заметить, что линия 1, соответствующая наилучшему железиттриевому гранату, все же пересекает пунктирную линию за пределами рисунка на частоте 11000 МГц. То есть на более высоких частотах ограничение волнового числа даже для лучшего железиттриевого граната будет иметь место. С другой стороны, линия 3 ниже частоты 2000 МГц выходит на участок выше пунктирной линии, то есть при столь низких частотах ограничение по волновому числу для феррита достаточно хорошего качества может отсутствовать. Однако для феррита с шириной линии 1,0 Э (линия 4) ограничение будет всегда, особенно если учесть, что на частотах ниже 1000 МГц в любом феррите потери резко возрастают из-за доменной структуры, то есть продвижение ниже этой частоты вряд ли оправдано.

Таким образом, можно сделать вывод, что достаточные условия для распространения волны при любых значениях волнового числа в интервале частот, представленном на рисунке, выполняются только при полуширине линии меньше 0,2 Э, чему в полной степени удовлетворяет только железиттриевый гранат. Можно полагать, что именно этим обстоятельством обусловлено отсутствие попыток реализации линий задержки на ферритах других марок [5, 6, 42, 45-47].

13. Время релаксации в широком диапазоне частот

Отступим теперь от сетки частот и полей, принятой в предыдущих разделах, и рассмотрим время релаксации в более широком диапазоне частот. В

первую очередь будем искать отклонение от закона линейности по частоте, так как можно видеть, что он в любом случае приводит к неизбежности ограничения дисперсии по волновому числу.

В самом деле, из рис.10 следует, что зависимость времени релаксации от частоты спадает по линейному закону. Продолжая кривую 1 в правую сторону за пределы рисунка, можно видеть, что рано или поздно она все же пересечет горизонтальную линию, что произойдет при частоте около 11000 МГц. То есть при такой частоте ограничение по волновому числу будет всегда, даже для самого лучшего железиттриевого граната. В то же время, для кривой 3 такое пересечение имеет место при частоте около 24000 МГц. То есть получается, что для хорошего феррита ограничение наступает раньше, чем для плохого. Такой вывод не может не вызвать некоторого недоумения, так как, казалось бы, чем лучше феррит, тем в более широком диапазоне частот он должен работать.

С другой стороны, если положить продолжение кривой 1 за правую сторону рис.10 линейным, то получается, что при частоте 11000 МГц время релаксации должно быть равно нулю, то есть резонанс после включения возбуждения затухает сразу и ширина линии по частоте получается огромной. То есть и ширина линии по полю должна быть огромной, тогда как мы предположили, что она равна 0,1 Э. Такое расширение линии на частоте 11000 МГц противоречит экспериментальным данным, хотя бы по той же статье [60].

Таким образом, чтобы получить более или менее правдоподобные результаты, следует предположить, что зависимость времени релаксации от частоты должна спадать не линейно, а по более медленному закону, то есть по мере увеличения частоты правая часть кривой 1 должна идти более полого, стремясь к горизонтальному уровню.

Контрольная проверка показывает, что при частоте 28000 МГц (что значительно выше предполагаемой точки пересечения) в резонансном поле 11750 Э и параметре затухания (в соответствии с формулой (3Г)) равном 10^{-5} , время релаксации составляет $1,5 \cdot 10^{-7}$ с, так что кривая 1 на рис.10 в самом

деле за пределами рисунка идет более полого и пересечение не наступает. Несколько неожиданным выглядит значение параметра затухания $\alpha = 10^{-5}$, представляющего собой столь малую величину. Тем не менее, в предположении независимости ширины линии от частоты, соотношение (3Г) дает именно такое значение.

Для более подробного рассмотрения этого вопроса, обратимся к рис.11, где показаны зависимости времени релаксации от частоты при двух довольно характерных значениях полуширины линии резонанса – 0,1 Э (кривая 1) и 1,0 Э (кривая 2). Диапазон частот выбран значительно более широким, чем на подобном рис.10, что позволяет проследить ход кривых на большом их протяжении. В рамках настоящего раздела рассмотрим только сплошные кривые, а к пунктирным обратимся позднее.

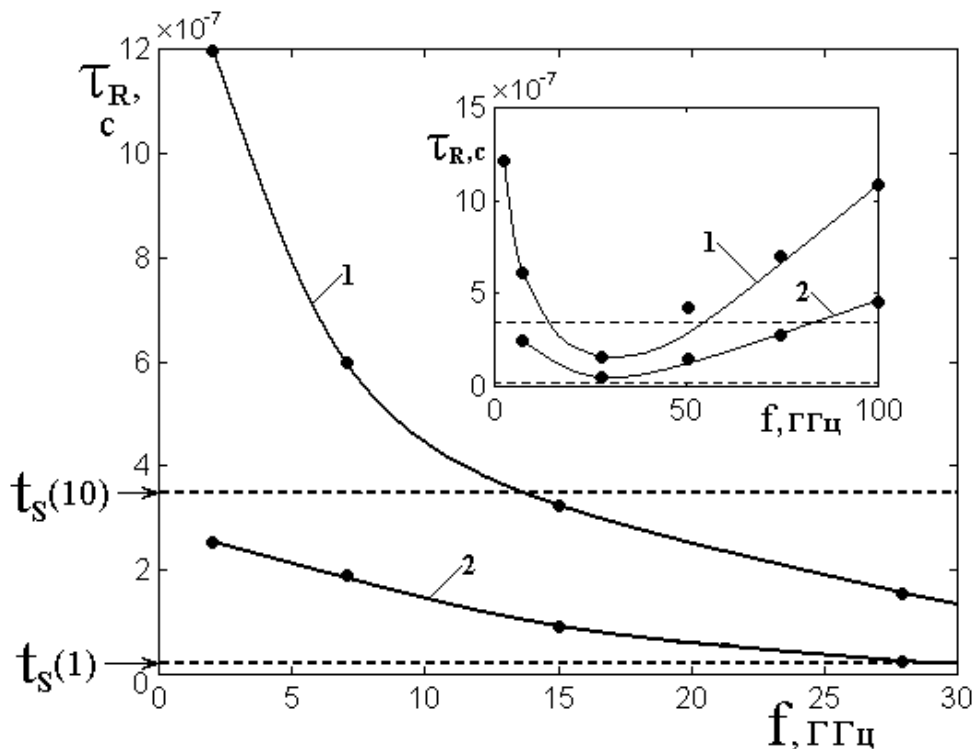


Рис.11. Зависимости времени релаксации от частоты в широком диапазоне частот при двух значениях полуширины линии резонанса ΔH :
 1 – 0,1 Э; 2 – 1,0 Э. Горизонтальные пунктирные линии соответствуют максимальному времени собственного пробега волны t_S при толщине пластины 10 мкм (верхняя линия) и 1 мкм (нижняя линия). Остальные параметры – те же, что на рис.10. На врезке показаны те же кривые в диапазоне от нуля до 100 ГГц.

Из рисунка можно видеть, что, в отличие от рис.10, линейный характер кривых имеет место только при сравнительно низких частотах – не более 7 ГГц. Далее спад кривых становится более пологим, как и ожидалось выше. Такой более пологий ход сдвигает возможную точку пересечения с линией, соответствующей уровню времени собственного пробега, в сторону более высоких частот. Более того, как видно из сноски на рис.11, обе кривые, пройдя минимум в области частот порядка 30-40 ГГц, далее возрастают, так что время релаксации увеличивается, создавая более благоприятные условия для распространения волны по мере увеличения ее частоты.

Таким образом, ограничение по волновому числу, следующее из линейного характера зависимостей на рис.10, в более широком диапазоне частот, может быть исключено или во всяком случае значительно отодвинуто. Рассмотрим далее вопрос о возможности снятия ограничения более подробно.

14. Влияние толщины пластины на ограничение волнового числа

Проведенное выше рассмотрение выполнено при одной и той же толщине пластины, равной 10 мкм. В то же время известно, что закон дисперсии поверхностных магнитостатических волн от толщины пластины зависит в весьма значительной степени. Типичные кривые такого типа, правда, для структуры феррит-диэлектрик-металл, можно найти в работе [27-стр.120-121, рис.3.1, 3.2]. Рассмотрим здесь, в какой степени изменение толщины пластины может сказаться на ограничении волнового числа поверхностной волны.

Обратимся к рис.12, где показаны зависимости частоты (а), групповой скорости (б) и времени собственного пробега волны (в) от волнового числа при различных значениях толщины пластины.

Из рис.12а можно видеть, что по мере уменьшения толщины пластины выгиб вверх дисперсионной кривой в ее начале становится более плавным. Такое изменение дисперсии связано с увеличением влияния размагничивающих факторов пластины по толщине. То есть, чем тоньше пластина, тем сильнее размагничивающее поле «заталкивает» волну внутрь пластины, не давая ей как следует «развернуться» и ее частоте достичь верхней границы спектра до тех

пор, пока волна не станет настолько короткой, что противоположную поверхность пластины и создаваемое ей размагничивающее поле чувствовать не будет.

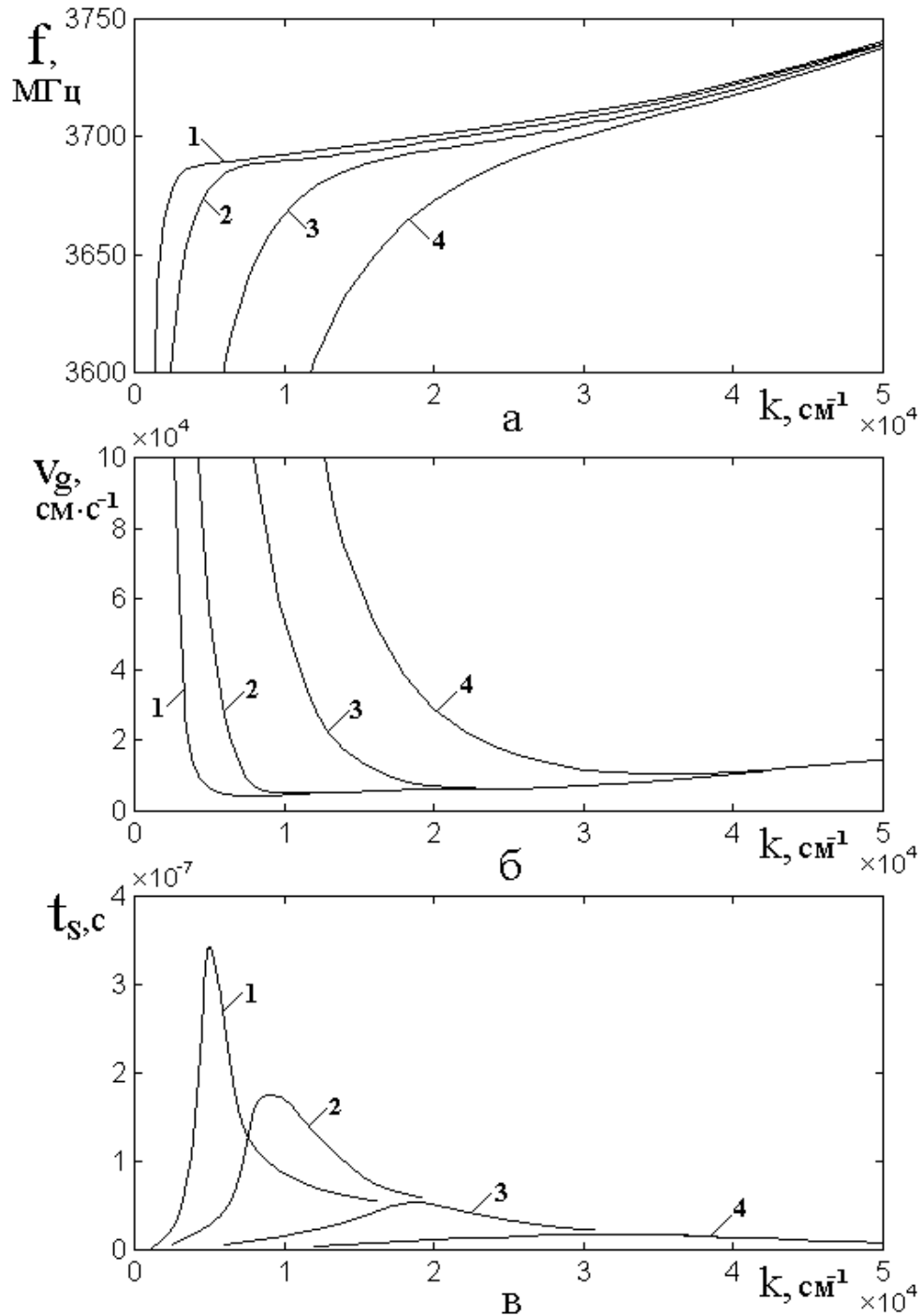


Рис.12, Зависимости частоты (а), групповой скорости и времени собственного пробега волны (в) от волнового числа при различных значениях толщины пластины: 1 – 10 мкм; 2 – 5 мкм; 3 – 2 мкм; 4 – 1 мкм. Константа обмена: $Q(YIG) = 3,37 \cdot 10^{-12}$ см². Остальные параметры – те же, что на рис.2.

На рис.12б показаны соответствующие зависимости для групповой скорости, полученные путем дифференцирования предыдущих кривых. Видно, что смещение достаточно крутого участка дисперсионной кривой на рис.12а в сторону больших значений волнового числа, приводит к сдвигу кривой для групповой скорости в ту же сторону. При этом минимумы кривых по мере уменьшения толщины пластины также сдвигаются в сторону увеличения волнового числа.

На рис.12в приведены соответствующие зависимости для времени собственного пробега волны. Эти зависимости подобны приведенным на рис.2в, так что, как и ранее, их максимумы обусловлены минимумами кривых для групповой скорости (рис.12б).

Таким образом, поскольку минимумы кривых на рис.12б сдвигаются к большим значениям волнового числа, то и максимумы кривых на рис.12в сдвигаются в ту же сторону.

Однако высота этих максимумов по мере увеличения волнового числа существенным образом уменьшается. Такое уменьшение обусловлено более плавным характером дисперсионных кривых на рис.12а по мере увеличения волнового числа. Плавность кривых приводит к тому, что существенное влияние обменного взаимодействия, обеспечивающее квадратичный рост дисперсионных кривых, сказывается раньше, чем дисперсионная кривая приблизится к горизонтальному направлению, так что групповая скорость не успевает упасть до малых значений. Поэтому минимумы кривых на рис.12б располагаются тем выше, чем толщина пластины меньше. В результате и максимумы кривых на рис.12в, обратные минимумам кривых на рис.12б, по мере уменьшения толщины пластины снижаются.

Так, при толщине пластины в 10 мкм максимальное время собственного пробега составляет $3,5 \cdot 10^{-7}$ с, а при уменьшении толщины пластины до 1 мкм падает до $0,2 \cdot 10^{-7}$ с. Столь сильное снижение значительно ослабляет требования к качеству феррита, необходимому для отсутствия ограничения по

волновому числу. Так, из рис.10 можно видеть, что время собственного пробега при толщине 1 мкм лежит значительно ниже (почти на порядок) времени релаксации для феррита среднего качества, составляющего около $2 \cdot 10^{-7}$ с. То есть, при желании использовать для линии задержки феррит среднего качества, следует толщину пластины выбирать как можно меньшей, не более единиц мкм.

Обратимся теперь еще раз к рис.11, где выполнено сопоставление времени собственного пробега с временем релаксации. При этом время релаксации показано сплошными кривыми, а время собственного пробега, не зависящее от частоты (раздел 11), горизонтальными пунктирными линиями для двух значений толщины 1 и 10 мкм.

Замечание. Заметим, что время пробега в разделе 11 исследовано в довольно узком диапазоне частот – от 2 до 7 ГГц. Поэтому использование здесь, в диапазоне до 100 ГГц, полученного в разделе 11 факта независимости этого времени от частоты, казалось бы, не вполне корректно. Для проверки допустимости положения о независимости времени пробега от частоты была выполнена контрольная проверка в диапазоне частот до 100 ГГц. Определенной помехой для такой проверки оказался разброс данных, отмеченный в разделе 4, который по мере увеличения частоты резко увеличивался и при частоте 50 ГГц достигал 40% и более. В этих условиях усреднение все же выявило небольшое увеличение времени пробега – примерно до $(5 \pm 2) \cdot 10^{-7}$ с, что однако находится в пределах ошибки по сравнению с максимумом на рис.9. При этом во всем диапазоне частот максимум всегда приходился на волновое число около $5 \cdot 10^3$ см⁻¹. Таким образом, учитывая малость наблюдаемого увеличения и отсутствие его выхода за пределы ошибки, в рамках настоящей работы полагалось, что время пробега в исследуемом диапазоне частот остается постоянным на уровне $3,5 \cdot 10^{-7}$ с. Тем не менее, окончательный вопрос о более подробном характере зависимости времени пробега от частоты в какой-то мере остается открытым и может явиться предметом дальнейшего уточнения.

Итак, из рис.11 видно, что при толщине 10 мкм (верхняя пунктирная линия) ограничение по волновому числу для материала с $\Delta H = 0,1$ Э наступает на частоте 14 ГГц, а в материале с $\Delta H = 1,0$ Э волна вообще не может распространяться (вся кривая 2 лежит ниже соответствующей пунктирной линии). При толщине 1 мкм (нижняя пунктирная линия) ограничение при $\Delta H = 0,1$ Э полностью отсутствует, а при $\Delta H = 1,0$ Э, если и имеет место, то уже на частоте около 28 ГГц.

Из врезки видно, что при толщине 10 мкм (кривая 1) волна с $\Delta H = 0,1$ Э снова может распространяться при частоте выше 51 ГГц, а при $\Delta H = 1,0$ Э – при частоте выше 82 ГГц. При толщине 1 мкм (кривая 2) волна с $\Delta H = 0,1$ Э никаких препятствий для распространения не имеет, а при $\Delta H = 1,0$ Э, слегка затормозив в области около 30 ГГц, на более высоких частотах также может распространяться беспрепятственно.

Таким образом, уменьшение толщины пластины до величины порядка 1 мкм и менее позволяет практически полностью устранить ограничение по волновому числу не только для железиттриевого граната, но даже и для другого феррита достаточно высокого качества, с полушириной линии порядка 1 Э.

15. Некоторые практические рекомендации

Одной из важнейших задач, возникающих при создании устройств обработки информации на поверхностных магнитостатических волнах типа Дэймона-Эшбаха, является расширение диапазона рабочих частот до десятков и сотен гигагерц, а также освоение как можно более коротких волн до единиц нанометров. Определенным препятствием здесь может явиться ограничение по волновому числу, обусловленное процессами диссипации колебаний магнитной среды.

Как показано выше, для преодоления ограничения есть две возможности: первая – выбор рабочего материала устройства с возможно меньшим уровнем диссипации. При толщине пластин порядка 10 мкм и более приоритет остается

только за железиттриевым гранатом. Вторая возможность – уменьшение толщины пластины до 1 мкм и менее. Здесь кроме железиттриевого граната можно использовать высококачественные ферриты других марок, желательно с полушириной линии не более 1 Э.

Можно полагать, что дальнейшее уменьшение толщины приведет к возможности использования ферритов средних и худших марок с полушириной линии 10 и более эрстед. Основной аппарат, развитый в настоящей работе, позволяет выполнить такую оценку более подробно.

Заметим, что в настоящее время вопрос об ограничении волнового числа в эксперименте в достаточной степени не решен, что, по-видимому, связано с трудностью возбуждения достаточно коротких спиновых волн. Так, проволочная антенна может возбудить волны длиной не менее 100 мкм [27-стр.134, рис.3.8], то есть с волновым числом не более $6 \cdot 10^2 \text{ см}^{-1}$. Возбуждение в неоднородном поле [45-47] позволяет отодвинуть эту границу до волнового числа порядка 10^4 см^{-1} , однако при этом ограничения волнового числа не наблюдалось, или, во всяком случае, ни о чем таком не сообщалось. Так что экспериментальная задача обнаружения ограничения по волновому числу еще требует своего решения.

Для активно развиваемых в настоящее время экспериментов по возбуждению упругих и магнитостатических волн путем воздействия мощных импульсов света от фемтосекундного лазера [7-15], характерно использование пленок никеля, имеющих уровень магнитной диссипации довольно высокий. Основные потери здесь обусловлены электрической проводимостью никеля, так что полуширина линии может составлять 100-200 Э и более. Такая же ширина линии наблюдается в экспериментах по возбуждению спиновых волн в тонких металлических пленках [4-стр.212, рис.7.10], а также [43, 44]. Однако, как в первой, так и во второй группах таких экспериментов используются пленки толщиной от 10 до 500 нм, значительно более тонкие, чем рассмотренный в настоящей работе. Так что можно полагать, что и в этом случае ограничение по волновому числу или будет достаточно высоким, или

будет вообще отсутствовать. Более точный ответ не этот вопрос, в том числе на количественном уровне, по мнению авторов, представляет значительный интерес в качестве новой задачи, не только теоретической, но и особенно, экспериментальной.

Заключение

Рассмотрено влияние неоднородного обменного взаимодействия и поля размагничивания на ограничение волнового числа в задаче Дэймона-Эшбаха о распространении поверхностной магнитостатической волны в касательно намагниченной ферритовой пластине, обладающей диссипацией.

Отмечено, что в рамках классической задачи Дэймона-Эшбаха при достаточно большом увеличении волнового числа частота волны приближается к верхней границе своего спектра, то есть достигает верха допустимой области существования. При этом групповая скорость волны, будучи производной от закона дисперсии, вблизи верхней границы спектра по мере увеличения волнового числа стремится к нулю. В среде с диссипацией уменьшение групповой скорости приводит к уменьшению длины пробега волны до состояния полного затухания. Когда длина пробега становится меньше собственной длины волны, распространение приобретает аperiодический характер, то есть волна на собственной длине полностью затухает и далее распространяться не может, что и проявляется как ограничение закона дисперсии волны по волновому числу.

Показано, что введение в классическую задачу Дэймона-Эшбаха учета обменного взаимодействия и размагничивания приводит к квадратичному росту верхней границы спектра волны по мере увеличения волнового числа. При этом асимптотическое стремление групповой скорости волны к нулю вблизи верхней границы спектра сменяется на прохождение локального минимума с последующим увеличением, так что аperiодический характер волны не достигается и ограничение по волновому числу снимается.

В рамках отмеченного рассмотрения для волны Дэймона-Эшбаха с учетом обмена и размагничивания, но без учета диссипации, приведено

дисперсионное соотношение, получена групповая скорость и найдено время прохождения волной расстояния, равного собственной длине. Показано, что по мере увеличения волнового числа дисперсионные кривые за счет обмена и размагничивания растут вверх по квадратичному закону, групповая скорость, пройдя через минимум, далее растет, а время собственного пробега сначала увеличивается, после чего, пройдя через максимум, далее уменьшается.

Рассмотрены зависимости времени собственного пробега от волнового числа при различных значениях константы обменного взаимодействия. Показано, что по мере увеличения константы обмена время собственного пробега волны уменьшается. Так, при увеличении константы обмена по сравнению с таковой для железиттриевого граната в десять раз время собственного пробега волны уменьшается в пять раз.

Отмечено заметное влияние дискретности развертки по волновому числу на получаемую в результате расчета величину времени собственного пробега волны. Показано, что такая дискретность, вследствие высокой чувствительности операции численного дифференцирования к изменению входных данных, приводит к скачкообразному характеру зависимости, особенно после прохождения ее максимума, причем относительная величина скачков может достигать 10%. Определено оптимальное значение шага по волновому числу, минимизирующее амплитуду скачков, после чего выполнено статистическое усреднение полученных зависимостей.

Отмечено, что одновременный учет обмена, размагничивания и диссипации в едином дисперсионном соотношении приводит к неоправданной математической сложности и громоздкости задачи в целом. Для преодоления такой сложности выдвинуто предположение о том, что время релаксации однородных колебаний намагниченности и время релаксации тех же колебаний в процессе распространения волны между собой совпадают. В рамках такого предположения рассмотрена вспомогательная задача о возбуждении однородных колебаний намагниченности в нормально намагниченной пластине, решение которой позволило определить время релаксации

независимым образом.

Приведена схема определения времени релаксации с помощью вспомогательной задачи об однородной прецессии, состоящая в определении времени развития амплитуды колебаний после включения возбуждения до уровня 0,63 и 0,95 от максимальной амплитуды в установившемся режиме.

Рассмотрена зависимость времени релаксации от параметра диссипации Гильберта в уравнении Ландау-Лифшица. Показано, что время релаксации по мере увеличения параметра затухания уменьшается по закону, близкому к обратной пропорциональности.

Полученное время релаксации сопоставлено с временем собственного пробега волны на своей длине при совпадении остальных параметров основной и вспомогательной задач. Показано, что необходимым условием распространения волны является меньшая величина времени собственного пробега по сравнению со временем релаксации. При этом, если время собственного пробега в области своего максимума превышает время релаксации, так что совпадение обоих времен по волновому числу имеет место в двух точках, то по волновому числу возможны две области распространения волны. Первая – от нуля до первой точки пересечения. Именно эта область соответствует случаю ограничения волнового числа в классической задаче Дэймона-Эшбаха с диссипацией. Вторая область начинается от второй точки пересечения и продолжается до бесконечности. Здесь распространение волны возможно только благодаря квадратичному росту закона дисперсии волны за счет обмена и размагничивания.

Рассмотрено время собственного пробега волны при изменении частоты и поля. Показано, что в интервале частот от 2 до 7 ГГц для материала типа железиттриевого граната время собственного пробега и характер его зависимости от волнового числа с точностью до статистического разброса около 10%, от частоты и соответствующего ей поля не зависят.

Рассмотрено время релаксации в том же диапазоне частот и полей. Показано, что время релаксации по мере увеличения частоты падает по закону,

близкому к линейному. Отмечен парадокс, состоящий в том, что при линейном падении времени релаксации по мере увеличения частоты ограничение по волновому числу для феррита с малой диссипацией должно наступать при меньшем значении волнового числа, чем для феррита с большой диссипацией. В качестве альтернативы такого парадокса высказано предположение о том, что линейное падение времени релаксации при увеличении частоты, после достижения определенного минимума должно смениться последующим ростом. Для проверки такого предположения предпринято исследование времени релаксации в более широком диапазоне частот вплоть до 100 ГГц. Показано, что для материала типа железиттриевого граната спад времени релаксации по мере увеличения частоты остается близким к линейному только до частот порядка 10 ГГц. После прохождения этой частоты спад замедляется и в области около 30 ГГц зависимость достигает минимума, после чего возрастает до величин, сравнимых и даже превышающих время релаксации в области малых частот. Таким образом, отмеченный выше парадокс полностью разрешается.

Исследовано влияние толщины пластины на ограничение волнового числа. Показано, что при уменьшении толщины начальный рост дисперсионной кривой в области малых волновых чисел из резкого становится более плавным, так что минимально достижимое значение групповой скорости возрастает, в результате чего максимальное время собственного пробега уменьшается тем сильнее, чем толщина пластины меньше. При этом уменьшение толщины пластины, приводящее к уменьшению времени собственного пробега, в сочетании с замедлением и последующим ростом зависимости времени релаксации от частоты, приводит к снятию ограничения по волновому числу во всем исследованном диапазоне частот, то есть по крайней мере до 100 ГГц. То есть уменьшение толщины пластины приводит как к значительному расширению диапазона допустимых частот, так и к полному снятию ограничения по волновому числу. Такое снятие ограничения для железиттриевого граната имеет место при толщине менее 2-3 мкм, а для ферритов других марок при толщине около 1 мкм и менее.

Приведены некоторые рекомендации для практического применения рассматриваемых явлений. Отмечена возможность распространения магнитостатических волн в материалах с весьма высоким уровнем диссипации, в том числе в тонких пленках металлов (никеля и других), в настоящее время активно исследуемых при воздействии мощных импульсов света от фемтосекундного лазера. При этом условием возбуждения таких волн является выбор толщины металлической пленки не более нескольких десятков нанометров. Поскольку в большинстве экспериментов с фемтосекундным лазером подобные условия выполняются, поставлен вопрос о необходимости проведения соответствующих экспериментальных исследований.

Благодарность

Автор признателен В.И.Зубкову за помощь на начальных этапах работы, П.А.Макарову за участие в рассмотрении задач об ограничении волнового числа, В.С.Власову за предоставление ряда литературных ссылок и постоянный стимулирующий интерес к работе, В.Г.Шаврову за активное стимулирующее внимание и обсуждение работы.

Работа выполнена в рамках государственного задания.

Литература

1. Лисовский Ф.В. Физика цилиндрических магнитных доменов. М.: Сов. Радио. 1979.
2. Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир. 1982.
3. Ле-Кроу Р., Комсток Р. Магнитоупругие взаимодействия в ферромагнитных диэлектриках. // В кн.: У. Мэзон (ред.): Физическая акустика. Т.3Б. Динамика решетки. М.: Мир. 1968. С.156.
4. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. М.: Физматлит. 1994.
5. Адам Дж.Д. Аналоговая обработка сигналов с помощью СВЧ-ферритов. //

ТИИЭР. 1988. Т.76. №2. С.73.

6. Исхак В.С. Применение магнитостатических волн: обзор. // ТИИЭР. 1988. Т.76. №2. С.86.

7. Beaurepaire E., Merle J.C., Daunois A., Bigot J.Y. Ultrafast spin dynamics in ferromagnetic nickel. // Phys. Rev. Lett. 1996. Vol.76. №22. P.4250-4253.

8. Kirilyuk A., Kimel A.V., Rasing T. Ultrafast optical manipulation of magnetic order. // Rev. Mod. Phys. 2010. Vol.82. №3. P.2731-2784.

9. Walowski J., Münzenberg M. Perspective: Ultrafast magnetism and THz spintronics. // Journ. Appl. Phys. 2016. Vol.120. №14. P.140901(16).

10. Bigot J.V., Vomir M. Ultrafast magnetization dynamics of nanostructures. // Ann. Phys. (Berlin). 2013. Vol.525. №1-2. P.2-30.

11. Ka Shen, Bauer G.E.W. Laser-induced spatiotemporal dynamics of magnetic films. // Phys. Rev. Lett. 2015. Vol.115. №19. P.197201(5).

12. Чернов А.И., Кожаев М.А., Ветошко П.М., Додонов Д.В., Прокопов А.Р., Шумилов А.Г., Шапошников А.Н., Бержанский В.Н., Звездин А.К., Белотелов В.И. Локальное зондирование магнитных пленок с помощью оптического возбуждения магнитостатических волн. // ФТТ. 2016. Т.58. №6. С.1093.

13. Dreher L., Weiler M., Pernpeintner M., Huebl H., Gross R., Brandt M.S., Goennenwein S.T.B. Surface acoustic wave driven ferromagnetic resonance in nickel thin films: theory and experiment. // Phys. Rev. B. 2012. Vol.86. №13. P.134415(13).

14. Thevenard L., Gourdon C., Prieur J.Y., Von Bardeleben H.J., Vincent S., Becerra L., Largeau L., Duquesne J.Y. Surface-acoustic-wave-driven ferromagnetic resonance in (Ga,Mn)(As,P) epilayers. // Phys. Rev. B. 2014. Vol.90. №9. P.094401(8).

15. Chang C.L., Tamming R.R., Broomhall T.J., Janusonis J., Fry P.W., Tobey R.I., Hayward T.J. Selective excitation of localized spin-wave modes by optically pumped surface acoustic waves. // Phys. Rev. Applied. 2018. Vol.10. №3. P.034068(8).

16. Serga A.A., Chumak A.V., Hillebrands B. YIG magnonics. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. Vol.43. P.264002(16).

17. Kruglyak V.V., Demokritov S.O., Grundler D. Magnonics. // J. Phys. D: Appl.

Phys. 2010. Vol.43. №26. P.264001(14).

18. Slonczewski J.C. Current-driven excitation of magnetic multilayers. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 1996. Vol.159. №1. P.L1-L7.

19. Berger L. Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current. // Phys. Rev. B. 1996. Vol.54. №13. P.9353-9358.

20. Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Крикунов А.И., Панас А.И., Эпштейн Э.М. Создаваемая током инверсная заселенность спиновых подзон в магнитных переходах. // ПЖЭТФ. 2007. Т.85. №3. С.192-196.

21. Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Маликов И.В., Михайлов Г.М., Панас А.И., Чигарёв С.Г., Эпштейн Э.М. Спин-инжекционное терагерцовое излучение в магнитных переходах. // ПЖЭТФ. 2011. Т.93. №5. С.289-292.

22. Щеглов В.И. Влияние обменного взаимодействия и динамического размагничивания на дисперсию поверхностной волны Дэймона-Эшбаха. Часть 3. Особые случаи дисперсии. // Журнал радиоэлектроники. 2019. №11. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2019.11.4>

23. Щеглов В.И. Влияние поля размагничивания на дисперсию поверхностной волны Дэймона-Эшбаха. // Журнал радиоэлектроники. 2019. №2. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2019.2.3>

24. Щеглов В.И. Влияние обменного взаимодействия и динамического размагничивания на дисперсию поверхностной волны Дэймона-Эшбаха. Часть 1. Поперечное волновое число. // Журнал радиоэлектроники. 2019. №7. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2019.7.3>.

25. Щеглов В.И. Влияние обменного взаимодействия и динамического размагничивания на дисперсию поверхностной волны Дэймона-Эшбаха. Часть 2. Дисперсионное соотношение. // Журнал радиоэлектроники. 2019. №9. <http://jre.cplire.ru/jre/sep19/8/text.pdf>

26. Damon R.W., Eshbach J.R. Magnetostatic modes of a ferromagnet slab. // J. Phys. Chem. Solids. 1961. Vol.19. №3/4. P.308.

27. Шавров В.Г., Щеглов В.И. Магнитостатические волны в неоднородных полях. М.: Физматлит. 2016.

28. Шавров В.Г., Щеглов В.И. Магнитостатические и электромагнитные волны в сложных структурах. М.: Физматлит. 2017.
29. Шавров В.Г., Щеглов В.И. Ферромагнитный резонанс в условиях ориентационного перехода. М.: Физматлит. 2018.
30. Шавров В.Г., Щеглов В.И. Динамика намагниченности в условиях изменения ее ориентации. М.: Физматлит. 2019.
31. Вызулин С.А., Розенсон А.Э., Шех С.А. О спектре поверхностных магнитостатических волн в ферритовой пленке с потерями. // РЭ. 1991. Т.36. №1. С.164.
32. Ползикова Н.И., Раевский А.О. Особенности законов дисперсии поверхностных спиновых волн в структурах, содержащих сверхпроводник. // ФТТ. 1996. Т.38. №10. С.2937.
33. Келлер Ю.И., Макаров П.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Дисперсионные свойства электромагнитных волн в касательно намагниченной ферритовой пластине. // Журнал радиоэлектроники. 2018. №4. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2018.4.7>
34. Макаров П.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Влияние диссипации на свойства поверхностных магнитостатических волн в касательно намагниченной пластине феррита. // Журнал радиоэлектроники. 2014. №7. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/jul14/8/text.pdf>.
35. Келлер Ю.И., Макаров П.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Поверхностные магнитостатические волны в пластине феррита с диссипацией. Часть 1. Дисперсионные соотношения. // Журнал радиоэлектроники. 2016. №2. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/feb16/2/text.pdf>.
36. Келлер Ю.И., Макаров П.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Поверхностные магнитостатические волны в пластине феррита с диссипацией. Часть 2. Распространение волны перпендикулярно направлению поля. // Журнал радиоэлектроники. 2016. №3. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/mar16/1/text.pdf>.
37. Келлер Ю.И., Макаров П.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Поверхностные

магнитостатические волны в пластине феррита с диссипацией. Часть 3. Распространение волны в произвольном направлении относительно поля. // Журнал радиоэлектроники. 2016. №3. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/mar16/2/text.pdf>.

38. Келлер Ю.И., Макаров П.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Дисперсионные свойства поверхностных магнитостатических волн в пластине феррита с диссипацией. // РЭ. 2018. Т.63. №6. С.577.

39. Келлер Ю.И., Макаров П.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Распространение поверхностных магнитостатических волн в пластине феррита с диссипацией. // РЭ. 2018. Т.63. №9. С.974.

40. Makarov P., Maltceva L., Kotov L., Shcheglov V. Magnetostatic waves in a medium with damping. // Eur. Phys. Journ. 2018. Vol.185. P.02012(3).

41. Makarov P., Maltceva L., Kotov L., Shcheglov V. Dispersion of the magnetostatic volume waves in a medium with damping. // Eur. Phys. Journ. 2018. Vol.185. P.02015(4).

42. Шлёман, Джозеф, Кохейн. Возбуждение спиновых волн в неоднородных магнитных полях и их применение в магнитных линиях задержки // ТИИЭР. 1965. Т.53. №10. С.1685.

43. De Wames R.E., Wolfram T. Dipole-exchange spin waves in ferromagnetic films // JAP. 1970. Vol.41. №4. P.987.

44. Wolfram T., de Wames R.E. Magnetoexchange branches and spin wave resonance in conducting and insulating films – perpendicular resonance // PR(B). 1971. Vol.4. №9. P.3125.

45. Schlömann E. Generation of spin waves in nonuniform magnetic fields. I. Conversion of electromagnetic power into spin-wave power and vice versa. // JAP. 1964. Vol.35. №1. P.159.

46. Schlömann E., Joseph R.I. Generation of spin waves in nonuniform dc magnetic fields. II. Calculation of the coupling length. // JAP. 1964. Vol.35. №1. P.167.

47. Schlömann E., Joseph R.I. Generation of spin waves in nonuniform magnetic fields. III. Magneto-elastic interaction. // JAP. 1964. Vol.35. №8. P.2382.

48. Chang C.L., Tamming R.R., Broomhall T.J., Janusonis J., Fry P.W., Tobey R.I., Hayward T.J. Selective excitation of localized spin-wave modes by optically pumped surface acoustic waves. // *Phys. Rev. Applied*. 2018. Vol.10. №3. P.034068(8).
49. Моносов Я.А. Нелинейный ферромагнитный резонанс. М.: Наука. 1971.
50. Львов В.С. Нелинейные спиновые волны. М.: Наука. 1987.
51. Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Наука. 1976.
52. Демидович Б.П., Марон И.А. Основы вычислительной математики. М.: Физматгиз. 1963.
53. Власов В.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Нелинейное возбуждение гиперзвука в ферритовой пластине при ферромагнитном резонансе. // *РЭ*. 2009. Т.54. №7. С.863.
54. Gilbert T.L. A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials. // *IEEE Trans. on Magn.* 2004. Vol.40. No.6. P.3443.
55. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука. 1973.
56. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т.3. Электричество. М.: Наука. 1977.
57. Калашников С.Г. Электричество. М.: Наука. 1964.
58. Гуревич А.Г. Ферриты на сверхвысоких частотах. М.: Гос.Изд.физ.-мат.лит. 1960.
59. Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука. 1973.
60. Баффлер К. Ферромагнитный резонанс вблизи верхней границы спиновых волн. // В кн.: Ферриты в нелинейных сверхвысокочастотных устройствах. Сборник статей по ред. А.Г.Гуревича. М.: ИЛ. 1961. С.613.

Для цитирования:

Щеглов В.И. К вопросу об ограничении волнового числа в задаче Дэймона-Эшбаха с обменом и размагничиванием. *Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]*. 2020. №7. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2020.7.5>