

- [2] Акустические кристаллы. Под ред. М.П. Шаскольской, М.: Наука, 1982.
- [3] Балакшиев В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики, М.: Радио и связь, 1985.
- [4] Богданов С.В., Большеева Т.А. - Автометрия, 1985, № 5, с. 34-41.

Институт физики  
АН УССР,  
Киев

Поступило в Редакцию  
2 августа 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 22

26 ноября 1988 г.

## ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ МЯГКИХ МАГНИТОЗВУКОВЫХ ВОЛН В ОГРАНИЧЕННЫХ МАГНЕТИКАХ

С.В. Тарасенко

Известно, что в целом классе магнитных кристаллов (таких как  $\alpha - Fe_2O_3$ ,  $MnCO_3$ ,  $FeBO_3$  и т.д.) возможно существование (вне условий магнитоакустического резонанса (МАР)) сильного линейного магнот-фононного взаимодействия [1]. Это приводит прежде всего к появлению длинноволновых квазиупругих колебаний не с линейным, а квадратичным законом дисперсии  $\omega(k)$  и сильной зависимостью фазовой скорости от внешних параметров (поля, давления, температуры). Они носят название мягких магнитоакустических волн, и использование их открывает широкие возможности для создания различного рода устройств СВЧ электроники. Однако большинство работ в данной области посвящено изучению магнитоакустических явлений при  $k \ll k_{mph}$  (где волновой вектор  $k_{mph}$  определяется из условий МАР) [1]. Те же работы, в которых исследовалась область  $k \gg k_{mph}$ , ограничены или анализом отдельных конкретных направлений  $k$  в бесконечном кристалле (см. [2]), или изучением условий возбуждения стоячих магнитоупругих волн в ферромагнитных пленках [3].

В предлагаемом сообщении проанализированы особенности распространения объемных магнитоупругих волн (МУВ) в условиях сильного линейного магнот-фононного взаимодействия на примере пластин ферро- (антиферро) магнетиков с легкоплоскостной анизотропией (ЛП ФМ, ЛП АФМ) (легкая плоскость  $XY$ ).

С помощью стандартного гамильтониана для спин-системы ЛП ФМ (АФМ) [1], полагая магнитоупругие и упругие свойства кристалла изотропными, можно показать, что при  $k \gg k_{mph}$  закон дисперсии квазиспиновых колебаний  $\Omega_e(k)$  имеет вид

$$\Omega_e^2 \approx \omega_{ny}^2 \frac{k_x^2 k_y^2}{k_i^2 (k_x^2 + k_y^2)} + \omega_{ny}^2 \frac{k_x^2}{k_i^2} + \omega_H^2 + c^2 k_i^2; \quad k_i^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2, \quad (1)$$

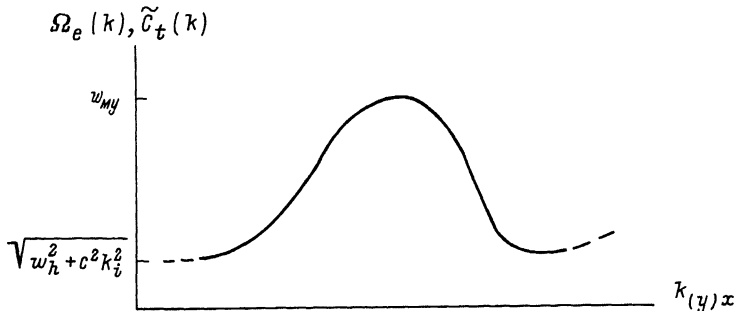


Рис. 1. Спектр спиновой (частоты  $\Omega_e$ ,  $k_n \gg k_{\text{мфн}}$ ) и звуковой (упругий модуль  $c_t$ ,  $k_i^2 \ll k_{\text{мфн}}^2$ ) волн с сильным линейным магнитоупругим взаимодействием при  $k_z^2 = 0$ ,  $n \parallel y(x)$ , ( $c^2 k_i^2 \ll \omega_{\text{МУ}}^2$ ).

где  $\omega_{\text{МУ}}$  – магнитоупругая щель,  $c$  – фазовая скорость спиновых волн,  $\omega_h^2$  – обусловлено магнитным полем (все обозначения совпадают с [1]). При расчете (1) считалось, что выполнены условия сильной магнитоупругой связи  $1 - \xi^2 \ll 1$ ,  $\xi^2$  – параметр МУ связи [1]. Из системы стандартных граничных условий

$$G_{ik}/n = \pm d = 0, \quad \left( \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial n} + b_0 \mathcal{L} \right) / n = \pm d = 0, \quad (2)$$

где  $G_{ik}$  – тензор напряжений,  $\mathcal{L}$  – вектор ферро (антиферро) магнетизма,  $n$  – вектор нормали к поверхности пластины ФМ(АФМ) ЛП, следует, что значения волновых чисел  $k \parallel n$  объемных МУВ образуют дискретный набор значений ( $z d$  – толщина пластины).

Ограничиваясь здесь анализом распространения бегущих МУВ в плоскостях  $k_x = 0$ ,  $k_y = 0$ ,  $k_z = 0$  и направлениях нормали к поверхности пластины  $n \parallel x$ ,  $n \parallel y$ ,  $n \parallel z$  из (1)–(2) нетрудно показать, что закон дисперсии бегущих спиновых волн в пластине АФМ(ФМ)ЛП при  $k_n \gg k_{\text{мфн}}$  и сделанных выше предположениях имеет вид рис. 1–2.

Из аналитического вида спектра квазиспиновых волн в рассматриваемом диапазоне длин волн следует, что последовательный учет магнитоупругого взаимодействия в сочетании с геометрией пластины приводит к появлению дополнительного (наряду с обменным) магнитоупругого механизма дисперсии спиновых колебаний. В частности, при  $c^2 k_i^2 \ll \omega_{\text{МУ}}^2$  (низкотемпературные магнетики) указанный механизм ( $k_n \gg k_{\text{мфн}}$ ) может приводить к появлению на дисперсионной кривой  $\Omega_e(k)$  как участков с  $\partial \omega / \partial k = 0$  (см. рис.1), так и к появлению обратных объемных спиновых волн ( $\omega/k > 0$ ,  $\partial \omega / \partial k < 0$ ) (рис. 1, 2 (П)).

Если при тех же допущениях, что и ранее, рассмотреть область волновых чисел  $k_i^2 \ll k_{\text{мфн}}^2$ , то аналогичный по своему виду характер дисперсии обнаруживает упругий модуль нормальных СН-волн  $\tilde{c}_t^2 (\Omega_{\text{рн}} \approx \tilde{c}_t^2 k^2, \tilde{c}_t^2(k) \rightarrow 0 (k \rightarrow 0))$ .

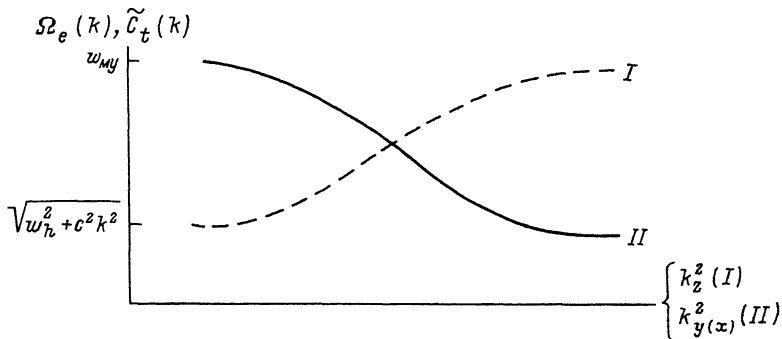


Рис. 2. Спектр спиновой (частота  $\Omega_e$ ,  $k\eta \gg k_{mp}h$ ) и звуковой (упругий модуль  $c_t$ ,  $k_i^2 \ll k_{mp}^2$ ) волн с сильным линейным магнитоупругим взаимодействием при  $k_x(y)=0$ ,  $n \parallel y(x)(I)$ ;  $k_x(y)=0$ ,  $n \parallel z(II)$  ( $c^2 k_i^2 \ll \omega_{\mu y}^2$ ).

Качественно закон их дисперсии также может быть отражен с помощью рис. 1-2, только теперь по оси ординат вместо  $\Omega_e(k)$  необходимо откладывать  $\tilde{c}_t(k)$ .

До сих пор мы изучали взаимодействие только двух подсистем магнетика: электронной спиновой и упругой в условиях сильного магнитоупругого взаимодействия. Известно [4], что в этих условиях возможно сильное линейное взаимодействие электронных спиновых волн не только с фононами, но и с другими типами колебаний, в частности с ядерными спиновыми волнами или колебаниями редкоземельной парамагнитной спин-системы. Интенсивность указанного взаимодействия возрастает с понижением температуры [4], что делает его учет актуальным при анализе рассмотренных выше резонансных свойств магнетиков в условиях низких и сверхнизких температур. Стандартный расчет на примере пластины ЛП АФМ с граничными условиями (2) в условиях сильного магнитоупругого и сверхтонкого взаимодействий приводит к бикубическому относительно  $\omega^2$  дисперсионному уравнению, описывающему взаимодействие объемных колебаний электронной спиновой, ядерной спиновой и упругой подсистем при произвольно низких температурах ( $T$ ). Как показывает анализ, возрастание сверхтонкой щели  $\omega_T^2 (\omega_T^2 \sim T^{-1})$  в спектре спиновых волн  $\Omega_e(k)$  приводит к уменьшению при  $k\eta \gg k_{mp}h$  указанных выше эффектов для нижней ветви электронного спин-волнового спектра  $\Omega_e(k)$  и практически их полному уничтожению при  $\omega_T^2 \gg \omega_{\mu y}^2$ . В то же время указанные в области  $k\eta \gg k_{mp}h$  особенности для нижней ветви спектра электронных спиновых волн  $\Omega_e(k)$  будут теперь наблюдаться на дисперсионной кривой ядерной спиновой ветви соответствующей нижней ветви электронного спин-волнового спектра  $\Omega_e$ , причем наиболее отчетливо они будут проявляться с понижением температуры. Соответствующий диапазон длин волн определяется соотношением

$K_n \gg K_{nph}$  ( $K_{nph}$  - определяется из условия ядерного МАР,  $K_{nph} \ll K_{mpn}$ ). Что касается квазифононной ветви спектра, рассматриваемого ЛП АФМ, то с понижением температуры ( $\omega_T^2 \rightarrow \omega_{My}^2$ ) при  $K_n \gg K_{nph}$  указанные выше аномалии для упругого модуля нормальных  $SH$ -волн  $\tilde{C}_t$  будут исчезать, тогда как при  $K_n^2 \ll K_{nph}$  характер ранее найденных аномалий  $\tilde{C}_t$  будет сохраняться и при  $\omega_T^2 \gg \omega_{My}^2$ . Автор выражает глубокую признательность Д.А. Яблонскому и А.Л. Сукстанскому за плодотворные обсуждения.

### Л и т е р а т у р а

- [1] Туров Е.А., Шавров В.Г. - УФН, 1983, т. 140, № 3, с. 429-462.
- [2] Бучельников В.Д., Шавров В.Г. - ФММ, 1983, т. 55, № 5, с. 892-900.
- [3] Луговой А.А., Туров Е.А. - Препринт УрО АН СССР, Свердловск, 1988. 22 с.
- [4] Тулин В.А. - ФНТ, 1979, т. 5, № 9, с. 965-993.

Донецкий физико-технический институт АН УССР

Поступило в Редакцию  
22 июля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 22

26 ноября 1988 г.

### ПРОФИЛЬ ДЕФОРМАЦИИ

В ГРАДИЕНТНЫХ СТРУКТУРАХ  $InAs_{1-x-y}Sb_xP_y / InAs$   
( $x+y \leq 0.3$ )

Б.Ж. Кушкимбаева, Б.А. Матвеев,  
Н.М. Стусь, Г.Н. Талалакин,  
Е.И. Чайкина

Полупроводниковые твердые растворы  $InAsSbP$  являются конкурентами материалов типа  $A^2B^6$  при создании длинноволновых светоизлучающих приборов. На основе пластически деформированных структур  $InAsSbP / InAs$  созданы неохлаждаемые светодиоды с длиной волны до 4.6 мкм [1] и инжекционные лазеры на длины волн 3.9 мкм (4.2 К) [2], 3.6 мкм (100 К) и 3.0 мкм (110 К) [3-5].

При получении эпитаксиальных слоев (ЭС) на бинарных подложках  $InAs$  или  $GaSb$  неизбежным является появление упругих напряжений в ЭС, возникающих вследствие различия коэффициентов термического расширения [6] или несовпадения периодов решетки ЭС и подложки. В работе [7] на примере  $InAsSbP$  было показано, что упругая деформация уменьшает квантовый выход и увеличивает рекомбинационную активность дислокаций несоответствия