

01;05;09

## Особенности спектра дипольно-обменных электромагнитно-спиновых волн в несимметричных структурах металл–диэлектрик–ферромагнетик–диэлектрик–металл

© В.Е. Демидов, Б.А. Калиникос

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет,  
197376 Санкт-Петербург, Россия  
E-mail: eivt@eltech.ru

(Поступило в Редакцию 29 мая 2000 г.)

Теоретически исследован спектр дипольно-обменных электромагнитно-спиновых волн в касательно намагниченных несимметричных плоскостойких структурах металл–диэлектрик–ферромагнетик–диэлектрик–металл. Показано, что нарушение симметрии структуры, обусловленное различием диэлектрических проницаемостей диэлектрических слоев, может приводить к существенному усилению взаимодействия спиновых и электромагнитных волн. Следствием этого является улучшение электрической управляемости дисперсионных характеристик спиновых волн, которая может осуществляться путем изменения диэлектрической проницаемости одного из слоев, контактирующих с ферромагнитной пленкой. Предложены варианты геометрии слоистых структур, обеспечивающие наилучшую электрическую управляемость.

Спиновые волны в ферромагнитных пленках и слоистых структурах успешно используются для построения разнообразных СВЧ приборов. Основным достоинством спин-волновых приборов является возможность их электрической перестройки с помощью изменения напряженности постоянного магнитного поля, в которое помещается ферромагнитная пленка. Однако такой способ перестройки имеет ряд недостатков, к которым можно отнести громоздкость магнитных систем, сравнительно малую скорость и большую энергоемкость перестройки. Одним из возможных способов улучшения свойств перестройки спин-волновых приборов является использование слоистых структур, содержащих как ферромагнитный, так и сегнетоэлектрические слои. Благодаря способности сегнетоэлектриков изменять свою диэлектрическую проницаемость при приложении постоянного электрического поля появляется новый механизм управления дисперсионными характеристиками спиновых волн, распространяющихся в слоистых волноведущих структурах. Этот механизм обладает малой инерционностью и не требует больших энергетических затрат.

В связи с этим логичным шагом является исследование спектра волн в слоистых структурах, содержащих контактирующие слои сегнетоэлектрика и ферромагнетика. Так как сегнетоэлектрические материалы обладают большими значениями диэлектрической проницаемости, необходимо построение теории спиновых волн, учитывающей электромагнитное запаздывание, которым обычно пренебрегают.

В работе [1] была построена теория дипольно-обменных электромагнитно-спиновых волн, распространяющихся в симметричных слоистых структурах металл–сегнетоэлектрик–ферромагнетик–сегнетоэлектрик–металл (МСФСМ). Было показано, что в таких структурах существует возможность управления спектром спиновых

волн при помощи изменения диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрических слоев. На основе этого эффекта возможно построение разнообразных спин-волновых устройств обработки СВЧ сигналов, перестраиваемых за счет изменения постоянного электрического поля. Однако геометрия симметричной слоистой структуры сложна с точки зрения практической реализации.

Целью данной работы является теоретическое исследование спектра дипольно-обменных электромагнитно-спиновых волн в несимметричных касательно намагниченных плоскостойких структурах металл–диэлектрик–ферромагнетик–диэлектрик–металл с точки зрения поиска геометрии, которая обеспечивает наилучшую управляемость и наиболее просто реализуется практически.

Рассматривается неограниченная в плоскости YOZ плоскопараллельная слоистая структура (рис. 1), состоящая из изотропной ферромагнитной пленки толщиной  $L$ , обладающей намагниченностью насыщения  $M_0$  и диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_L$ , отделенной с обеих сторон от идеально проводящих металлических экранов толщиной  $a$  и  $b$  и диэлектрическими слоями с толщинами  $\epsilon_a$  и  $\epsilon_b$  соответственно. Начало системы координат помещается в центр

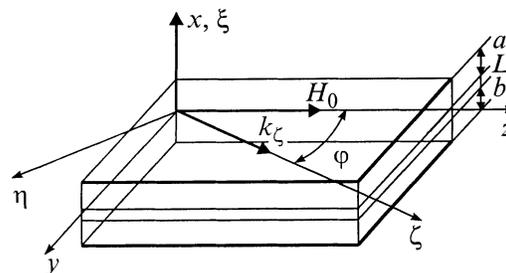


Рис. 1. Геометрия слоистой структуры.

ферромагнитной пленки. Предполагается, что ферромагнитная пленка намагничена до насыщения однородным постоянным магнитным полем напряженностью  $H_0$ , приложенным вдоль оси  $Z$ . Спины на поверхностях пленки считаются свободными.

Для удобства анализа вводится вторая система координат  $\xi\eta\zeta$ , повернутая вокруг оси  $x$  на угол  $\varphi$ . Ось  $\zeta$  считается совпадающей с направлением распространения волн.

Дисперсионное уравнение для дипольно-обменных электромагнитно-спиновых волн в описанной выше структуре выводится путем совместного интегрирования полной системы уравнений Максвелла и уравнения движения намагниченности с использованием формализма тензорных функций Грина плоскостной структуры, развитого в работах [2,3]. В результате получается приближенное трансцендентное уравнение, связывающее собственную частоту спиновых волн  $n$ -ой толщиной моды  $\omega$  с продольным волновым числом  $k_\zeta$

$$(\Omega_{nk} - \omega_M A_n^{xx}) \left[ \Omega_{nk} - \omega_M (A_n^{yy} \cos^2 \varphi + A_n^{zz} \sin^2 \varphi) \right] - (\omega + \omega_M A_n^{xz} \sin \varphi) (\omega - \omega_M A_n^{zx} \sin \varphi) = 0, \quad (1)$$

где

$$A_n^{xx} = -1 + \frac{k_\zeta^2}{\gamma_L^2 + \kappa_n^2} - \frac{1}{\sin h(\gamma_L d) N} \frac{k_\zeta^2 \gamma_L}{(\gamma_L^2 + \kappa_n^2)^2} \frac{2}{L(1 + \delta_{0n})} \times \left[ C_n^1 (D_b (-1)^n + T_b) - C_n^2 (D_a - T_a (-1)^n) \right],$$

$$A_n^{xz} = \frac{1}{\sin h(\gamma_L d) N} \frac{k_\zeta \gamma_L^2}{(\gamma_L^2 + \kappa_n^2)^2} \frac{2}{L(1 + \delta_{0n})} \times \left[ C_n^3 (D_b (-1)^n + T_b) + C_n^4 (D_a - T_a (-1)^n) \right],$$

$$A_n^{yy} = \frac{k_{0L}^2}{\gamma_L^2 + \kappa_n^2} - \frac{1}{\sin h(\gamma_L d) N^y} \frac{k_{0L}^2 \gamma_L}{(\gamma_L^2 + \kappa_n^2)^2} \frac{2}{L(1 + \delta_{0n})} \times \left[ C_n^3 \left( \frac{\epsilon_L \gamma_a}{\epsilon_a \gamma_L} \operatorname{tg} h(\gamma_a a) D_b^y (-1)^n - \frac{\epsilon_L \gamma_b}{\epsilon_b \gamma_L} \operatorname{tg} h(\gamma_b b) T_b^y \right) - C_n^4 \left( \frac{\epsilon_L \gamma_b}{\epsilon_b \gamma_L} \operatorname{tg} h(\gamma_b b) D_a^y + \frac{\epsilon_L \gamma_a}{\epsilon_a \gamma_L} \operatorname{tg} h(\gamma_a a) T_a^y (-1)^n \right) \right],$$

$$A_n^{zx} = \frac{1}{\sin h(\gamma_L d) N} \frac{k_\zeta \gamma_L^2}{(\gamma_L^2 + \kappa_n^2)^2} \frac{2}{L(1 + \delta_{0n})} \times \left[ C_n^1 \left( \frac{\gamma_L}{\gamma_a} \operatorname{tg} h(\gamma_a a) D_b (-1)^n - \frac{\gamma_L}{\gamma_b} \operatorname{tg} h(\gamma_b b) T_b \right) + C_n^2 \left( \frac{\gamma_L}{\gamma_b} \operatorname{tg} h(\gamma_b b) D_a + \frac{\gamma_L}{\gamma_a} \operatorname{tg} h(\gamma_a a) T_a (-1)^n \right) \right],$$

$$A_n^{zz} = -\frac{\gamma_L^2}{\gamma_L^2 + \kappa_n^2} + \frac{1}{\sin h(\gamma_L d) N} \frac{\gamma_L^3}{(\gamma_L^2 + \kappa_n^2)^2} \frac{2}{L(1 + \delta_{0n})} \times \left[ C_n^3 \left( \frac{\gamma_L}{\gamma_a} \operatorname{tg} h(\gamma_a a) D_b (-1)^n - \frac{\gamma_L}{\gamma_b} \operatorname{tg} h(\gamma_b b) T_b \right) - C_n^4 \left( \frac{\gamma_L}{\gamma_b} \operatorname{tg} h(\gamma_b b) D_a + \frac{\gamma_L}{\gamma_a} \operatorname{tg} h(\gamma_a a) T_a (-1)^n \right) \right],$$

$$C_n^1 = \cos h(\gamma_L (a + L)) (-1)^n - \cos h(\gamma_L a),$$

$$C_n^2 = \cos h(\gamma_L b) (-1)^n - \cos h(\gamma_L (b + L)),$$

$$C_n^3 = \sin h(\gamma_L (a + L)) (-1)^n - \sin h(\gamma_L a),$$

$$C_n^4 = \sin h(\gamma_L b) (-1)^n - \sin h(\gamma_L (b + L)),$$

$$D_a = \sin h(\gamma_L (a + L)) + \frac{\gamma_L}{\gamma_a} \operatorname{tg} h(\gamma_a a) \cos h(\gamma_L (a + L)),$$

$$D_b = \sin h(\gamma_L (b + L)) + \frac{\gamma_L}{\gamma_b} \operatorname{tg} h(\gamma_b b) \cos h(\gamma_L (b + L)),$$

$$T_a = \sin h(\gamma_L a) - \frac{\gamma_L}{\gamma_b} \operatorname{tg} h(\gamma_b b) \cos h(\gamma_L a),$$

$$T_b = -\sin h(\gamma_L b) + \frac{\gamma_L}{\gamma_a} \operatorname{tg} h(\gamma_a a) \cos h(\gamma_L b),$$

$$N = \sin h(\gamma_L L) \left( 1 + \frac{\gamma_L^2}{\gamma_a \gamma_b} \operatorname{tg} h(\gamma_a a) \operatorname{tg} h(\gamma_b b) \right)$$

$$+ \cos h(\gamma_L L) \left( \frac{\gamma_L}{\gamma_b} \operatorname{tg} h(\gamma_b b) + \frac{\gamma_L}{\gamma_a} \operatorname{tg} h(\gamma_a a) \right),$$

$$d = a + b + L.$$

Элементы  $N^y$ ,  $T_i^y$ ,  $D_i^y$  получаются из элементов  $N$ ,  $T_i$ ,  $D_i$  заменой

$$\frac{\gamma_L}{\gamma_a} \rightarrow \frac{\epsilon_L \gamma_a}{\epsilon_a \gamma_L}, \quad \frac{\gamma_L}{\gamma_b} \rightarrow \frac{\epsilon_L \gamma_b}{\epsilon_b \gamma_L}.$$

Остальные обозначения такие же, как в [1].

Параллельно с выводом дисперсионного уравнения для дипольно-обменных спиновых волн (1) может быть получено дисперсионное уравнение для собственных электромагнитных волн описанной слоистой структуры при отсутствии намагниченности в слое  $L$ . Для поперечных электрических ( $TE$ ) волн оно имеет вид

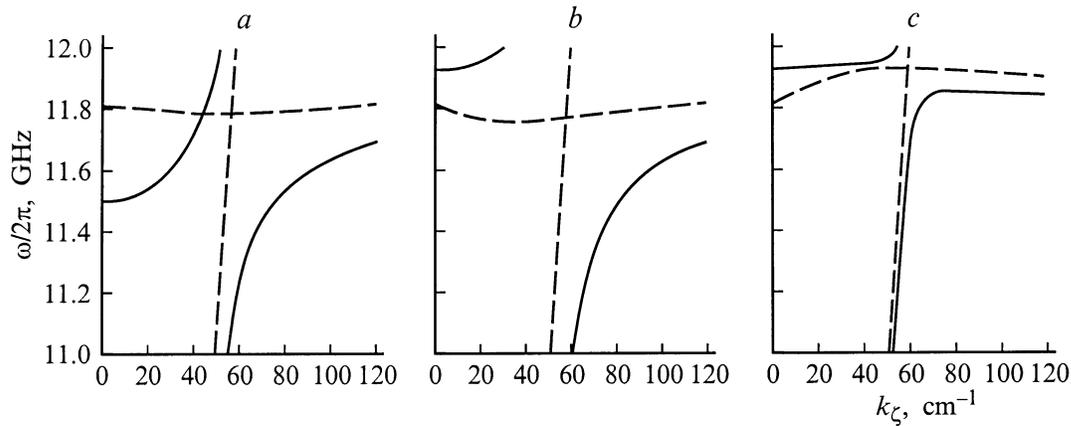
$$\frac{N}{\gamma_L} = 0, \quad (2)$$

а для поперечных магнитных ( $TM$ ) волн

$$\gamma_L N^y = 0. \quad (3)$$

Отметим, что каждый из множителей в уравнениях (2), (3) является функцией как волнового числа  $k_\zeta$ , так и частоты  $\omega$ .

На практике для реализации спин-волновых приборов обычно используют два типа спиновых волн: продольные спиновые волны, распространяющиеся вдоль направления приложения постоянного магнитного поля ( $\varphi = 0$ ), и поперечные спиновые волны, распространяющиеся под прямым углом к направлению приложения постоянного магнитного поля ( $\varphi = \pi/2$ ).



**Рис. 2.** Изменение спектра электромагнитно-спиновых волн при нарушении симметрии, обусловленном различием толщины слоев  $a$  и  $b$ .

Продольные спиновые волны взаимодействуют с электромагнитными волнами низшего типа  $TM_0$ , не имеющими отсечки [1]. Уравнение дисперсией продольных спиновых волн может быть основано на изменении угла наклона дисперсионной кривой волн  $TM_0$  при изменении  $\epsilon_a$  и  $\epsilon_b$ . Как было показано в [1], такой механизм управления является малоэффективным в симметричных структурах МСФСМ. Как следует из анализа уравнения (1), в случае нарушения симметрии слоистой структуры последний механизм становится еще менее эффективным. Это связано с ослаблением взаимодействия продольных спиновых волн и электромагнитных волн типа  $TM_0$  при введении любой несимметрии.

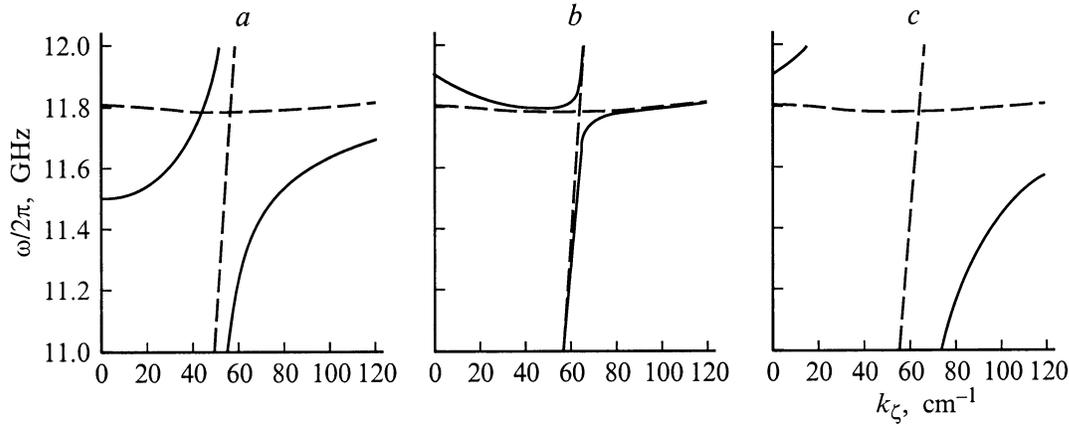
Поперечные спиновые волны эффективно взаимодействуют с электромагнитными волнами типа  $TE_1$ , имеющими отсечку по частоте. При изменении диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрических слоев частота отсечки изменяется. Если при этом она находится вблизи частотного диапазона длинных спиновых волн, то дисперсионная кривая спиновых волн претерпевает значительные изменения.

Таким образом, наиболее перспективными с точки зрения управления дисперсией при изменении диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрических слоев являются поперечные спиновые волны. В связи с этим при дальнейшем анализе спектра электромагнитно-спиновых волн в несимметричных слоистых структурах ограничимся рассмотрением поперечных спиновых волн.

Как хорошо известно из работ, посвященных исследованию дисперсионных характеристик спиновых волн в слоистых структурах металл-диэлектрик-ферромагнетик-диэлектрик-металл, выполненных в магнитостатическом приближении [2,3], поперечные спиновые волны в несимметричных слоистых структурах имеют неважные свойства, т.е. их дисперсионные характеристики зависят от знака продольного волнового числа  $k_\zeta$ . Учет электромагнитного запаздывания выявляет еще один механизм неважности. Он

заключается в том, что для поперечных спиновых волн, распространяющихся в разных направлениях оси  $\zeta$ , оказывается различной эффективность взаимодействия с электромагнитными волнами.

Рис. 2 демонстрирует изменение спектра поперечных электромагнитно-спиновых волн при нарушении симметрии, обусловленном различием толщин диэлектрических слоев. При расчете принято  $L = 20 \mu\text{m}$ ,  $\epsilon_L = 14$ ,  $\epsilon_a = \epsilon_b = 1000$ ,  $H_0 = 3400 \text{ Oe}$ . Рис. 2,  $a$  соответствует  $a = b = 300 \mu\text{m}$ ; рис. 2,  $b, c$  —  $a = 100 \mu\text{m}$ ,  $b = 500 \mu\text{m}$ . Соотношение толщин сегнетоэлектрических слоев выбиралось таким, чтобы частота отсечки электромагнитной волны  $TE_1$  на менялась. На рис. 2,  $b$  показан спектр волн, распространяющихся в положительном направлении оси  $\zeta$ , а на рис. 2,  $c$  — в отрицательном направлении оси  $\zeta$ . Штриховыми линиями представлены дисперсионные кривые электромагнитных волн  $TE_1$ , рассчитанные при условии отсутствия намагниченности в слое  $L$  (быстрые волны), а также дисперсионные кривые поперечных спиновых волн, рассчитанные в магнитостатическом приближении (медленные волны). Сплошными кривыми — спектр электромагнитно-спиновых волн, рассчитанный по дисперсионному уравнению (1). Как видно, в несимметричной слоистой структуре поперечные спиновые волны, распространяющиеся в различных направлениях оси  $\zeta$ , по-разному взаимодействуют с электромагнитными волнами. При этом эффективность взаимодействия для волн, распространяющихся в положительном направлении, увеличивается, а для волн, распространяющихся в отрицательном направлении, уменьшается по сравнению со случаем симметричной структуры МСФСМ. Этот факт легко объяснить, если рассмотреть распределения в поперечном сечении слоистой структуры переменных магнитных полей  $h_\zeta$  и  $h_\zeta$ , обеспечивающих взаимодействие поперечных спиновых волн и электромагнитных волн  $TE_1$ . Оказывается, что в одном случае поляризация этих полей у спиновых и электромагнитных волн преимущественно совпадает, а в другом случае различается.



**Рис. 3.** Изменение спектра электромагнитно-спиновых волн при нарушении симметрии, обусловленном различием диэлектрической проницаемости слоев  $a$  и  $b$ .

На рис. 3 показано изменение спектра поперечных спиновых волн при нарушении симметрии, обусловленном различием диэлектрических проницаемостей слоев. При расчете принято:  $L = 20 \mu\text{m}$ ,  $\epsilon_L = 14$ ,  $a = b = 300 \mu\text{m}$ ,  $H_0 = 3400 \text{ Oe}$ . Рис. 3,  $a$  соответствует  $\epsilon_a = \epsilon_b = 1000$ ; рис. 3,  $b, c$  —  $\epsilon_a = 1630$ ,  $\epsilon_b = 14$ . Видно, что различие диэлектрических проницаемостей слоев  $a$  и  $b$ , так же как и различие их толщин, приводит к невзаимности свойств волн, распространяющихся в различных направлениях оси  $\zeta$ . Так, по сравнению со случаем симметричной структуры для волн, распространяющихся в отрицательном направлении оси  $\zeta$ , взаимодействие увеличивается, а в положительном оно уменьшается.

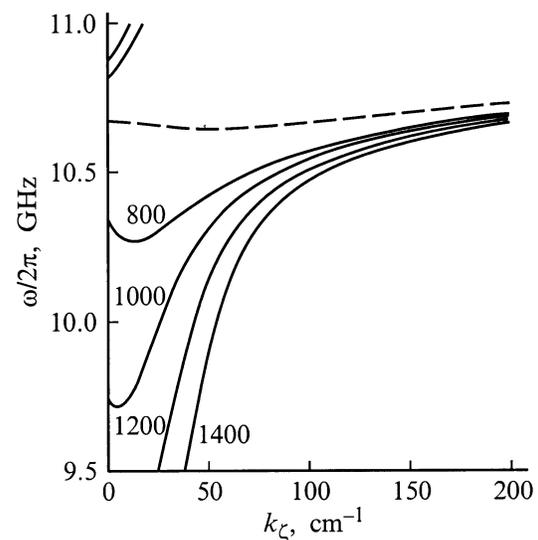
Выполненный анализ показывает, что в несимметричных слоистых структурах можно достичь более эффективного взаимодействия поперечных спиновых и электромагнитных волн, чем в симметричных. Отметим также, что слоистая структура, геометрия которой соответствует рис. 3,  $c$ , легко реализуется практически: слой  $L$  и  $b$  по своим свойствам соответствуют эпитаксиальной пленке железоиттриевого граната, выращенной на подложке из гадолиний-галлиевого граната.

Усиление взаимодействия электромагнитных и спиновых волн в несимметричных слоистых структурах по сравнению с симметричными позволяет улучшить характеристики управляемости спектра дипольно-обменных спиновых волн при изменении диэлектрической проницаемости слоев. Это делает использование несимметричных слоистых структур более перспективным для построения приборов с электрической перестройкой характеристик, чем симметричных.

Рис. 4 демонстрирует управление дисперсионными характеристиками поперечных спиновых волн, распространяющихся в отрицательном направлении оси  $\zeta$ , при изменении диэлектрической проницаемости слоя  $a$  от 1400 до 800 в несимметричной слоистой структуре с параметрами  $L = 20 \mu\text{m}$ ,  $\epsilon_L = 14$ ,  $a = b = 300 \mu\text{m}$ ,  $\epsilon_b = 14$ . Расчет произведен для постоянного магнитного поля  $H_0 = 3000 \text{ Oe}$ . Штриховой линией показана дисперсионная кривая спиновых волн, рассчитанная

в магнитоэлектростатическом приближении, а сплошными — дисперсионные кривые, рассчитанные по уравнению (1) при различных значениях  $\epsilon_a$  (величины  $\epsilon_a$  обозначены цифрами у кривых).

Сравнение рис. 4 с рис. 4 из работы [1], демонстрирующим управление дисперсионными характеристиками поперечных спиновых волн в симметричных слоистых структурах, показывает улучшение управляемости спектра спиновых волн в несимметричной слоистой структуре по сравнению с симметричной: изменение дисперсионной кривой спиновых волн при изменении  $\epsilon_a$  происходит в гораздо более широком диапазоне продольных волновых чисел. Кроме того, в несимметричной структуре верхняя ветвь гибридизированных дисперсионных кривых лежит по частоте выше, чем в симметричных. Это обеспечивает одномодовый режим распространения поперечных спиновых волн во всем диапазоне изменения  $\epsilon_a$ .



**Рис. 4.** Управление дисперсионными характеристиками спиновых волн в несимметричной слоистой структуре.

В целом результаты работы показывают, что несимметричные слоистые структуры являются более перспективными с точки зрения построения спин-волновых устройств обработки СВЧ сигналов, чем симметричные. Они более технологичны и обеспечивают лучшие свойства перестройки.

Данная работа профинансирована Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 99-02-16370) и Министерством образования Российской Федерации (грант № 97-8.3-13).

## Список литературы

- [1] Демидов В.Е., Калиникос Б.А. // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. Вып. 7. С. 8–17.
- [2] Дмитриев В.Ф., Калиникос Б.А. // Изв. вузов. Физика. 1988. Т. 31. № 11. С. 24–53.
- [3] Калиникос Б.А. // Изв. вузов. Физика. 1981. Т. 24. № 8. С. 42–56.