В столбце $G \subset O$ (3) помещены подгруппы групп $O$ (3), причем те из них, кратности единичного представления которых совпадают, находятся в одной и той же строке. Это имеет место для четных ($l^+$) неприводимых представлений: изоморфные группы, не содержащие операции инверсии, и группа, получаемая из любой изоморфной группы прямым произведением на группу $\{T\} = \{1, T\}$, состоящую из единицы и инверсии, имеют одну и ту же кратность единичного представления. В верхних подстроках помещены подгруппы группы $O$ (3), а в нижних — подгруппы группы $SO$ (3), неприводимые представления которой не имеют деления на четные и нечетные. Поэтому в тех же подстроках последнего столбца вес $l$ дается без указания четности. Кратности единичного представления подгрупп группы $O$ (3), не содержащих операции инверсии, но имеющих инверсионные элементы, в нечетных ($l^-$) неприводимых представлениях приведены в отдельных строках. Характер нечетного представления инверсионных элементов этих групп $\chi_l(\overline{\varphi}_k)$ отличается знаком от характера соответствующих элементов, входящих в (1). Кроме того, группы, кратность единичного представления которых в неприводимых представлениях $O$ (3) тождественно равна нулю, не выписываются в таблице.

В этой таблице хорошо видно, что формулы кратности единичного представления так называемых предельных групп получаются предельным переходом при $n \to \infty$ в формулах для соответствующих серий групп. Формулы 6-й—8-й строк — результат предельного перехода в формулах 1-й—3-й строк. Серии же $\overline{n}2m$ и $\overline{n}$ не имеют предельных групп.

Табл. 2 включает 32 точечные группы. Это серии групп при «кристаллических» порядках главных осей $n = 1, 2, 3, 4, 6$ плюс группы кубической системы.

Формулы, полученные в настоящей работе, применимы всякий раз, когда необходимо знать число базисных функций, преобразующихся по данному представлению группы $O$ (3) и инвариантных относительно рассматриваемой подгруппы $G$.

Знание формул кратности единичного представления подгрупп $O$ (3) в ее неприводимом представлении позволяет применять их к подгруппам учитывающей магнитную симметрию кристаллической структуры расширенной ортогональной группы $O(3) \otimes 1'$, являющейся прямым произведением группы $O$ (3) на группу второго порядка $\{1'\} = \{1, 1'\}$, элемент $1'$ которой интериретируется как операция изменения знака [1].

Это следует из рассмотрения характеров одномерных неприводимых представлений элементов группы четвертого порядка $T \otimes 1' = \{1, T, 1', T'\}$, которые можно найти, например, в [5, 6] (группа $T \otimes 1'$ изоморфна хорошо известной четверной группе Клейна).

Такое расширение учитывает дополнительную дискретную степень свободы, принимающую два значения, например два знака проекции магнитного момента [4].

В заключение благодарю доц. Ю. Н. Сиротина за полезные советы и замечания и проф. В. А. Копцика за помощь при подготовке работы к печати.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Нокс Р., Гоуд А. Симметрия в твердом теле. М., 1970.
2. Багавантам С., Венкатарайуду Т. Теория групп и ее применение к физическим проблемам. М., 1959.
3. Штрайтвольф Г. Теория групп в физике твердого тела. М., 1971.
4. Копцик В. А. Шубниковские группы. М., 1966.
5. Хамермеш М. Теория групп и ее применение к физическим проблемам. М., 1966.
6. Щербаков В. А. Дипломная работа. МГУ, 1971.

Поступила в редакцию
6.6 1973 г.

Кафедра
физики кристаллов

УДК 538.245

**А. И. ПИЛЬЩИКОВ, Г. Ф. ЗАХАРОВ**

# АНИЗОТРОПИЯ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ СПИНОВЫХ ВОЛН В ФЕРРИТАХ ПРИ ПРОИЗВОЛЬНОЙ НАКАЧКЕ

Расчет пороговых полей нестабильности спиновых волн в кубическом монокристалле (первая константа анизотропии $K_1 < 0$) проводится с учетом нелинейных членов поля анизотропии для произвольной ориентации и поляризации с. в. ч. поля на-

[1] Что сделано в предназначенной для депонировании части работы.

качки. Образец в виде эллипсоида (тензор размагничивающих факторов $\overleftrightarrow{N}$) намагничен внешним полем $\vec{\mathbf{H}}_0$, лежащим в плоскости $(1\bar{1}0)$. Оси системы координат (рис. 1) совпадают с главными осями эллипсоида и ось $oz$ ориентирована вдоль равновесного направления магнитного момента $\vec{\mathbf{M}}_0$.

В этой системе координат компоненты эффективного поля анизотропии можно записать в виде

$$H_{aj} = -M \sum_p \sum_r \sum_t N_{jx_p y_r z_t} \alpha_x^p \alpha_y^r \alpha_z^t,$$

где $\alpha = \mathbf{M}/M$; $p, r, t = 0, 1, 2, 3$; $p+r+t=3$; $j = x, y, z$; $N_{jx_p y_r z_t}$ — функции $\theta$ и $|K_1|/M$, которые определяются из выражения для энергии анизотропии [1].

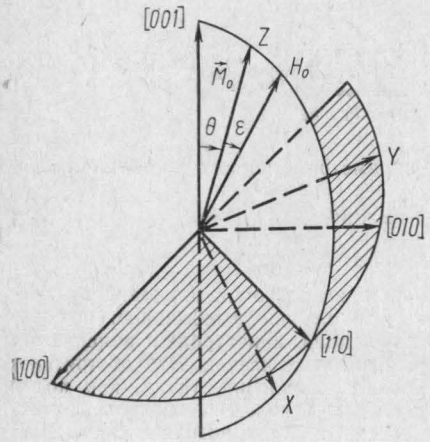


Рис. 1. Система координат и взаимное расположение вектора намагниченности и постоянного поля

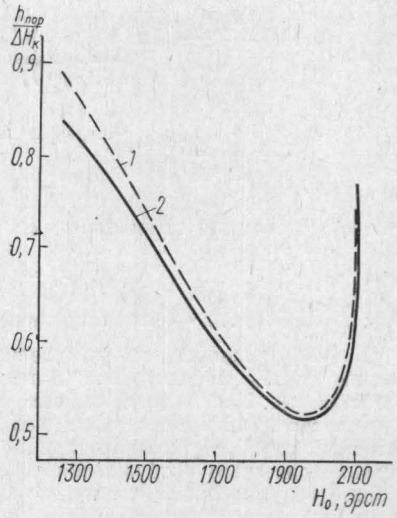


Рис. 2. Зависимости относительного порогового поля от постоянного поля для сферы Ni феррита ($4\pi M = 3270$ *гс*, $|K_1|/M = 260$ *э*, $\gamma = 3{,}05$ *мгц/э*). *1* — $\mathbf{h}_y$, *2* — $\mathbf{h}x$, $\vec{H}_0 \parallel$ [111]

Компоненты внешнего с. в. ч. поля накачки запишем в виде

$$h_x = h_0 a_x \cos(\omega t + \delta_x); \quad h_y = h_0 a_y \cos(\omega t + \delta_y); \quad h_z = h_0 a_z \cos \omega t$$

и введем циклические переменные $\alpha^+ = \alpha_x + i\alpha_y = \sum_k \alpha_k e^{i\mathbf{kr}}$.

Уравнение движения магнитного момента можно записать в следующем виде ($\gamma$ — гиромагнитное отношение):

$$-\frac{i}{\gamma} \sum_k \dot{\alpha}_k e^{i\mathbf{kr}} = M \frac{N_x + N_y}{2} \alpha_0 + M \frac{N_x - N_y}{2} \alpha_0^* - h^+ +$$

$$+ \sum_k \alpha_k e^{i\mathbf{kr}} \left( H_{oz} + h_z - N_z M + DMk^2 + 2\pi M \frac{|k_T|^2}{k^2} + N_1 \right) +$$

$$+ \sum_k \alpha_{-k}^* e^{i\mathbf{kr}} \left( 2\pi M \frac{k_T^2}{k^2} + N_{1*} \right) - 2\pi M \sum_k \sum_{k_1} \frac{k_{z_1} k_{T_1}}{k_1^2} \alpha_{-k_1}^* \alpha_{k-k_1} e^{i\mathbf{kr}} +$$

$$+\sum_k\sum_{k_1}\left(-2\pi M\frac{k_{z_1}k_{T_1}^*}{k_1^2}+N_{11}\right)\alpha_{k_1}\alpha_{k-k_1}e^{i\mathbf{kr}}+\sum_k\sum_{k_1}\alpha_{k_1}\alpha_{k_1-k}^*e^{i\mathbf{kr}}\left(\frac{h^+}{2}-\right.$$

$$\left.-M\frac{N_x+N_y}{4}\alpha_0-M\frac{N_x-N_y}{4}\alpha_0^*-2\pi M\frac{k_zk_T}{k^2}+N_{11*}\right)+$$

$$+\sum_k\sum_{k_1}\alpha_{-k_1}^*\alpha_{k_1-k}^*e^{i\mathbf{kr}}N_{1*1*}+\sum_k\sum_{k_1}\sum_{k_2}\alpha_{k_1}\alpha_{k_2}\alpha_{k-k_1-k_2}e^{i\mathbf{kr}}N_{111}+$$

$$+\sum_k\sum_{k_1}\sum_{k_2}\alpha_{k_1}\alpha_{k_2}\alpha_{k_1+k_2-k}^*e^{i\mathbf{kr}}\left[N_{111*}+2\pi M\frac{(k_z-k_{z_1})^2}{(\vec{k}_1-\vec{k})^2}+\frac{DM}{2}(k^2-2kk_1)-\right.$$

$$\left.-\pi M\frac{|k_{T_1}|^2}{k_1^2}\right]+\sum_k\sum_{k_1}\sum_{k_2}\alpha_{k_1}\alpha_{-k_2}^*\alpha_{k_1+k_2-k}^*e^{i\mathbf{kr}}\left(N_{11*1*}-\pi M\frac{k_{T_2}^2}{k_2^2}\right)+$$

$$+\sum_k\sum_{k_1}\sum_{k_2}\alpha_{-k_1}^*\alpha_{-k_2}^*\alpha_{k_1+k_2-k}^*e^{i\mathbf{kr}}N_{1*1*1*}+\sum_k\sum_{k_1}\sum_{k_2}\alpha_{k_1}\alpha_{k_2}^*\alpha_k e^{i\mathbf{kr}}\frac{N_zM}{2}, \qquad (1)$$

значок * означает комплексное сопряжение; $D$ — параметр обменного взаимодействия,

$$k_T=k_x+ik_y;\quad h^+=h_x+ih_y;$$

$N_1$, $N_{1*}$, $N_{11}$, ... — являются линейными комбинациями $N_{jx_py_rz_t}$.

Из (1) следует, что учет нелинейных членов поля анизотропии приводит к изменению связей спиновых волн, определяемых диполь-дипольным и обменным взаимодействиями. Кроме того, за счет нелинейных членов поля анизотропии появляются новые связи, которые сравнимы со связями за счет линейных членов. Это обстоятельство необходимо учитывать при исследовании нелинейных явлений, таких, как порог параметрического возбуждения спиновых волн, запороговые явления, процессы релаксации, взаимодействие спиновых волн с другими элементарными возбуждениями, так как анизотропия этих явлений в значительной мере определяется нелинейными членами поля анизотропии.

Из уравнения (1) и комплексно-сопряженного ему получаем уравнения для амплитуд спиновых волн и однородной прецессии. Решение уравнений для однородной прецессии может быть представлено в виде [2]:

$$\alpha_0=\gamma h_0/2\,[q_L\exp(i\omega t)+q_A\exp(-i\omega t)].$$

Далее обычными методами [2—7] из уравнений для амплитуд спиновых волн, используя преобразование Гольштейна — Примакова для анизотропной среды [5], получим выражение для порогового поля нестабильности спиновых волн первого порядка $\left(\omega_k=\frac{\omega}{2}\right)$:

$$h_{\text{пор}}=\frac{\Delta H_k}{2}\frac{\omega}{|W|}, \qquad (2)$$

где

$$W=\frac{\omega_M}{2}\sin\theta_k\cos\theta_k\left[\left(A_k+\frac{\omega}{2}\right)e^{i\varphi_k}q_L+\frac{B_k^2}{|B_k|^2}\left(A_k-\frac{\omega}{2}\right)e^{-i\varphi_k}q_A^*-\right.$$

$$\left.-B_k(q_Le^{-i\varphi_k}+q_A^*e^{i\varphi_k})\right]-\gamma\left(A_k+\frac{\omega}{2}\right)(N_{11}q_L+N_{1*1*}q_A^*)-$$

$$-\gamma\frac{B_k^2}{|B_k|^2}\left(A_k-\frac{\omega}{2}\right)(N_{11}q_A^*+N_{1*1*}q_L)+2\gamma N_{11}(q_L+q_A^*)+a_zB_k; \qquad (3)$$

$$A_k=\gamma(H_1+2\pi M\sin^2\theta_k);\quad B_k=\gamma(2\pi M\sin^2\theta_k e^{2i\varphi_k}+N_{1*});\quad \omega_M=4\pi\gamma M;$$

$$H_1 = H_{0z} - MN_z + DMk^2 + N_1; \quad H_{0z} = H_0 \left\{ 1 - \left[ \frac{|K_1|}{2MH_0} \sin 2\theta \, (3 \sin^2 \theta - 2) \right]^2 \right\};$$

$$N_1 = |K_1|/M \, (-2 + 10 \sin^2 \theta - 15/2 \sin^4 \theta); \quad N_{1*} = \frac{3}{2} |K_1|/M \sin^2 \theta \, (2 - 3 \sin^2 \theta);$$

$$N_{11} = \frac{9}{8} |K_1|/M \sin 2\theta \, (2 - 3 \sin^2 \theta); \quad N_{1*1*} = -\frac{3}{8} |K_1|/M \sin 2\theta \, (2 + 3 \sin^2 \theta);$$

$\theta_k$, $\varphi_k$ — полярный и азимутальный углы $\mathbf{k}$ ($\varphi_k$ отсчитывается в плоскости $xoy$ от $ox$).

Дисперсионное соотношение, которое получается при этом, отличается от соответствующих выражений для анизотропной среды [5—7] тем, что вместо $H_0$ в нем стоит $H_{0z}$ (учтено несовпадение $\mathbf{H}_0$ и $\mathbf{M}_0$).

Пороговые поля (2)—(3) для случая сферического образца и линейно-поляризованного поля накачки совпадают с полученными в [7].

Поляризация и ориентация с. в. ч. поля накачки определяют амплитуду однородной прецессии ($q_L$ и $q_A^*$).

Анализ (2) и (3) позволяет сделать следующие выводы.

Для ориентации $\mathbf{H}_0$ вдоль оси [001] условия возбуждения нестабильных спиновых волн при любой накачке такие же, как в изотропном образце, влияние анизотропии сводится к смещению всех зависимостей по полю (замена $H_0$ на $H_0 - 2|K_1|/M$) [7].

Для ориентации $\mathbf{H}_0$ вдоль осей [110] и [111] условия возбуждения спиновых волн: а) в случае перпендикулярной и косой накачки зависят от ориентации и поляризации с. в. ч. поля накачки, причем для оси [110] эта зависимость определяется линейными членами поля анизотропии, а для оси [111] нелинейными членами; б) в случае параллельной накачки определяются только линейными членами поля анизотропии [5].

Следовательно, наиболее изотропной осью является ось [001].

При всех остальных ориентациях поля $\mathbf{H}_0$ и если поле накачки $\mathbf{h}$ лежит в плоскости $(1\bar{1}0)$, осуществляется косая накачка за счет несовпадения направлений $\mathbf{H}_0$ и $\mathbf{M}_0$, причем условия возбуждения спиновых волн будут определяться как линейными, так и нелинейными членами поля анизотропии.

В качестве примера влияния нелинейных членов поля анизотропии на условия возбуждения спиновых волн на рис. 2 приведены результаты численной минимизации пороговых полей ($\mathbf{H}_0$ вдоль оси [111]) для двух ориентаций линейно-поляризованного поля накачки ($\mathbf{h}_x$, $\mathbf{h}_y$).

## ЛИТЕРАТУРА


1. Гуревич А. Г. Ферриты на сверхвысоких частотах. М., 1960.
2. Patton C. E. J. Appl. Phys., **40**, 2837, 1969.
3. Китаев Л. В., Гончарова А. А., Катамаран Г. И. «Физика твердого тела», **9**, 1, 1967.
4. Яковлев Ю. М. и др. «Физика твердого тела», **10**, 8, 1968; **12**, 10, 1970.
5. Петраковский Г. А. «Изв. вузов», физика, **6**, 29, 1962.
6. Haubenreisser W., Linzen D. Phys. status solidi, **3**, 133, 1963.
7. Яковлев Ю. М., Бурдин Ю. Н. Сб. «Ферриты и ферритовые устройства в микроэлектронной аппаратуре». Л., 1971.



Поступила в редакцию
11.11 1973 г.



Кафедра
радиофизики



УДК 538.63 : 669.245



**Р. П. ВАСИЛЬЕВА, С. ЯЗЛИЕВ, Я. КАДЫРОВ**


# ТЕРМОМАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТ НЕРНСТА — ЭТТИНГСГАУЗЕНА И ТЕРМО-ЭЛЕКТРОДВИЖУЩАЯ СИЛА В СПЛАВАХ СИСТЕМЫ ЖЕЛЕЗО—КОБАЛЬТ

В работе проводится исследование аномальной постоянной (Н. Э.) Нернста — Эттингсгаузена и термоэлектродвижущей силы железо-кобальтовых сплавов в широком интервале температур.

Железо-кобальтовые сплавы, содержащие до 8% Fe, при комнатной температуре обладают гексагональной решеткой. При большем содержании железа (до 25%)