

ставлены на рис.4. Из анализа результатов, представленных на рисунке, следует, что конструкция ЖК экрана с расположением RGB фильтров перед ИТО и ЖК будет иметь более высокий контраст изображения. Эти свойства абсорбционных фильтров были использованы для улучшения контраста фосфорного экрана [5].

Таким образом, разработанный комплекс программ позволяет численно оптимизировать реальный процесс получения RGB матрицы, прогнозировать цветовые характеристики ЖК экрана.

1. Lagier J., Berreman D., den Boer W. et al. // SID' 94 Digest. 1994. P.197.
2. Джадд Д., Вышецки Г. Цвет в науке и технике. М., 1978.
3. Химмельблау Д. Прикладное нелинейное программирование. М., 1975.
4. Кухарчик Л.В., Сагайдак Д.И., Тимофеева Г.И. // SID Proceedings of the 5-th International Symposium on Information Displays. Мн., 1996. С.66.
5. Ohno K., Nakagawa H., Kusunoki T. // Digest tech. papers. SID 94 Digest. 1994. P.584.

Поступила в редакцию 05.03.98.

УДК 539.292

С.В.СУХВАЛО, В.В.ВЛАСОВ, В.Г.РУДЬ

ГЛОБАЛЬНАЯ И ЛОКАЛЬНАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ МАГНИТНЫХ ФАЗ В МАГНЕТИКАХ КУБИЧЕСКОЙ СИНГОНИИ

A mathematical analysis of global and local stability of the spin-orientational structure in magnetics of cubic symmetry is conducted. With consideration of energy crystallographic magnetic anisotropy five anisotropy constants. The results received have enabled one to establish a set of possible phases, their stability type and scheme of possible phase conversions.

Для выявления всех сторон фазовых спин-ориентационных изменений в магнитных материалах необходимо дальнейшее уточнение гамильтониана энергии магнитной анизотропии путем учета членов полиномиального разложения высокой степени и констант анизотропии не ниже пятой.

В качестве первого приближения такого рассмотрения можно использовать запись полного потенциала однородно намагниченного ферромагнетика кубической симметрии ($F_{06}=0$) в нулевом магнитном поле при отсутствии внешних напряжений [1]:

$$F_0 = K_1(\alpha_x^2\alpha_y^2 + \alpha_x^2\alpha_z^2 + \alpha_y^2\alpha_z^2) + K_2\alpha_x^2\alpha_y^2\alpha_z^2 + K_3(\alpha_x^2\alpha_y^2 + \alpha_x^2\alpha_z^2 + \alpha_y^2\alpha_z^2)^2 + K_4(\alpha_x^2\alpha_y^2 + \alpha_x^2\alpha_z^2 + \alpha_y^2\alpha_z^2)\alpha_x^2\alpha_y^2\alpha_z^2 + K_5\alpha_x^4\alpha_y^4 + \dots,$$

где K_i ($i=1,2,\dots$) — константы магнитной анизотропии с учетом влияния упругой и магнитоупругой составляющих [2], α_i ($i=x,y,z$) — направляющие косинусы вектора спонтанной намагниченности (компоненты параметра порядка).

Учитывая условие нормировки ($\alpha_x^2 + \alpha_y^2 + \alpha_z^2 = 1$), введем новые обобщенные координаты:

$$x^2 = \alpha_x^2\alpha_y^2 + \alpha_x^2\alpha_z^2 + \alpha_y^2\alpha_z^2, \quad y^2 = \alpha_x^2\alpha_y^2\alpha_z^2.$$

Согласно [3], x^2 и y^2 являются инвариантами второй и третьей степени энергии магнитной анизотропии ферромагнетика с кубической симметрией, которую можно записать в виде степенного ряда по этим инвариантам:

$$F_{\text{анн}} = K_1 x^2 + K_2 y^2 + K_3 x^4 + K_4 x^2 y^2 + K_5 y^4 + \dots \quad (1)$$

Уравнение (1) представляет собой инвариантный полином с коэффициентами в виде констант кристаллографической анизотропии, необходимый для дальнейшего анализа фазовой равновесности и устойчивости. Важные аспекты устойчивости спиновой конфигурации магнитных систем с кубической симметрией выявляются при минимизации инвариантного полинома как по параметру порядка, так и по инвариантам кубической симметрии [4,5].

Минимизация полинома энергии системы по компонентам параметра порядка дает набор решений, характеризующих отдельные составляющие конфигурации магнитной системы в целом, т.е. позволяет оценить устойчивость спин-ориентационного состояния на локальном уровне.

Минимизация энергии магнитной анизотропии по инвариантам соответствует рассмотрению устойчивости на уровне спиновой конфигурации магнитной системы в целом, поскольку ей должна соответствовать группа симметрии, инвариантная группе симметрии парамагнитной фазы. Такой уровень устойчивости можно классифицировать как глобальный.

В обоих случаях, поскольку при анализе устойчивости магнитной системы существует необходимость рассмотрения второй производной по минимизирующим параметрам, требуется учет не менее пяти членов полиномиального разложения.

При минимизации инвариантного полинома, как показали расчеты, характеристическое уравнение матрицы устойчивости всегда имеет действительные решения, так как $(K_3 - K_5)^2 + K_4^2 > 0$. Границы областей устойчивости в фазовом пространстве управляющих параметров задаются поверхностями $4K_3K_5 - K_4^2 = 0$ и $K_3 + K_5 = 0$. Диаграмма фазового состояния на глобальном уровне приведена на рисунке:

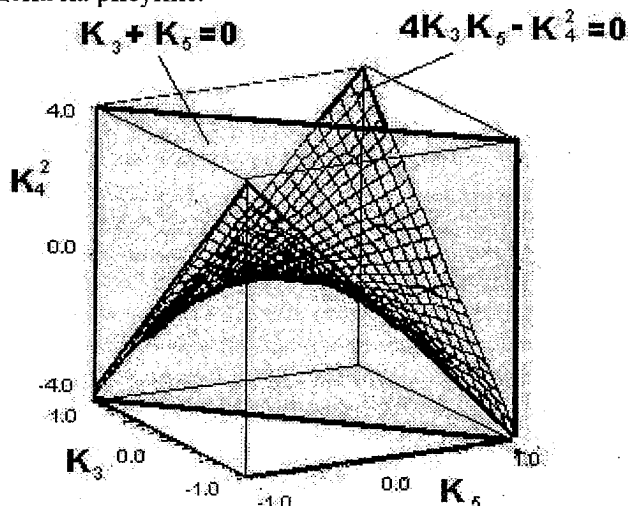


Диаграмма глобальной устойчивости спиновой конфигурации магнитной системы

Можно выделить ряд областей, характеризующихся определенным типом устойчивости спиновой конфигурации на глобальном уровне:

1) Для области $4K_3K_5 - K_4^2 > 0$, $K_3 + K_5 < 0$ оба корня характеристического уравнения матрицы устойчивости $\lambda_{12} = K_3 + K_5 \mp \sqrt{(K_3 - K_5)^2 + K_4^2}$ отрицательны, потенциальная функция имеет изолированный максимум, что соответствует неустойчивому состоянию магнитной системы.

2) Для $4K_3K_5 - K_4^2 < 0$, $K_3 + K_5 < 0$ и $4K_3K_5 - K_4^2 < 0$, $K_3 + K_5 > 0$ корни имеют разные знаки, следовательно, потенциальная функция имеет седловую точку.

3) Для $4K_3K_5 - K_4^2 > 0$, $K_3 + K_5 > 0$ оба корня положительны и потенциальная функция имеет изолированный минимум, что соответствует устойчивости глобального состояния.

Минимизация энергии магнитной системы по компонентам параметра порядка равносильна минимизации по переменным x и y . Система уравнений для нахождения равновесных решений при этом запишется так:

$$\begin{cases} dF_a / dx = 2x(K_1 + 2K_3x^2 + K_4y^2) = 0, \\ dF_a / dy = 2y(K_2 + 2K_5y^2 + K_4x^2) = 0. \end{cases} \quad (2)$$

Матрица локальной устойчивости имеет вид:

$$V_{ij} = \begin{pmatrix} K_1 + 6K_3x^2 + K_4y^2 & 2K_4xy \\ 2K_4xy & K_2 + 6K_5y^2 + K_4x^2 \end{pmatrix}$$

Система (2) может иметь девять решений типа $(0,0)$, $(x,0)$, $(0,y)$, (x,y) .

$$1. \begin{matrix} x=0 \\ y=0 \end{matrix} \quad V_{ij} = \begin{bmatrix} K_1 & 0 \\ 0 & K_2 \end{bmatrix}$$

Потенциальная функция имеет изолированный минимум, если $K_1 > 0$ и $K_2 > 0$.

$$2,3. \begin{matrix} K_1 + 2K_3 x^2 = 0 \\ y = 0 \end{matrix} \quad V_{ij} = \begin{bmatrix} -2K_1 & 0 \\ 0 & K_2 + K_4 x^2 \end{bmatrix}$$

Потенциал имеет изолированный минимум, если $K_1 < 0$ и $(2K_3K_2 - K_4K_1)/2K_3 > 0$. Равновесная фаза $x_p^2 = -K_1/2K_3$, $y_p = 0$ устойчива, если $K_1 < 0$, $K_3 > 0$ и $2K_3K_2 - K_4K_1 > 0$. Если $K_3 < 0$, то равновесной фазы $(x_p, 0)$ нет ($K_1 < 0$) либо она неустойчива ($K_1 > 0$). При этом может существовать неравновесная устойчивая фаза $(x_H, 0)$, если $K_2 + K_4x^2 > 0$ и $K_1 < 0$.

$$4,5. \begin{matrix} x = 0 \\ K_2 + 2K_5 y^2 = 0 \end{matrix} \quad V_{ij} = \begin{bmatrix} K_1 + K_4 y^2 & 0 \\ 0 & -2K_2 \end{bmatrix}$$

Потенциальная функция имеет изолированный минимум, если $K_2 < 0$ и $(2K_5K_1 - K_4K_2)/2K_5 > 0$. Равновесная фаза $y_p^2 = -K_2/2K_5$, $x_p = 0$ устойчива, если $K_2 < 0$, $K_5 > 0$ и $2K_5K_1 - K_4K_2 > 0$. Если $K_5 < 0$, то равновесной фазы $(0, y_p)$ не наблюдается ($K_2 < 0$) либо она неустойчива ($K_2 > 0$). При этом может существовать неравновесная устойчивая фаза $(0, y_H)$, если $K_1 + K_4y^2 > 0$ и $K_2 < 0$.

6-9. Решения типа (x, y) определяются системой уравнений

$$\begin{cases} K_1 + 2K_3x^2 + K_4y^2 = 0, \\ K_2 + 2K_5y^2 + K_4x^2 = 0 \end{cases} \quad (3a)$$

$$\begin{cases} K_1 + 2K_3x^2 + K_4y^2 = 0, \\ K_2 + 2K_5y^2 + K_4x^2 = 0 \end{cases} \quad (3b)$$

и матрицей устойчивости

$$V_{ij} = \begin{bmatrix} 4K_3x^2 & 2K_4xy \\ 2K_4xy & 4K_5y^2 \end{bmatrix}$$

Множество подобных решений существует, если квадратные уравнения системы (3) соответствуют взаимно пересекающимся вещественным кривым второго порядка (эллипсам и/или гиперболам).

Уравнения (3) описывают гиперболу в случае выполнения условий $K_3K_4 < 0$ и $K_5K_4 < 0$ или действительный эллипс, если $K_3K_4 > 0$, $K_1/(2K_3 + K_4) < 0$ для (3a), $K_5K_4 > 0$, $K_2/(2K_5 + K_4) < 0$ для (3b).

Условие взаимного пересечения равносильно существованию общих корней уравнений системы, что дает следующие возможные решения:

$$\begin{aligned} x_p^2 &= (2K_5K_1 - K_4K_2)/(K_4^2 - 4K_3K_5), \\ y_p^2 &= (2K_3K_2 - K_4K_1)/(K_4^2 - 4K_3K_5), \end{aligned}$$

которые будут соответствовать минимуму потенциальной функции, если

$$K_3x_p^2 + K_5y_p^2 + \sqrt{(K_3x_p^2 - K_5y_p^2)^2 + K_4^2x_p^2y_p^2} > 0, \quad (4)$$

$$K_3x_p^2 + K_5y_p^2 - \sqrt{(K_3x_p^2 - K_5y_p^2)^2 + K_4^2x_p^2y_p^2} > 0.$$

Неравенства (4) равносильны выполнению условий:

$$K_3x_p^2 + K_5y_p^2 > 0 \text{ и } 4K_3K_5 - K_4^2 > 0.$$

Полученные решения дают набор устойчивых локальных фаз, которые обозначим по типу определяющих их инвариантов: $(0, 0)$, $(x, 0)$, $(0, y)$, (x, y) . Из приведенных соотношений следует, что наряду с равновесными фазами $(0, 0)$, $(x_p, 0)$, $(0, y_p)$, (x_p, y_p) возможно существование ряда неравновесных устойчивых локальных фаз типа $(x_H, 0)$, $(0, y_H)$, (x_H, y_H) , а условия устойчивости равновесной фазы (x_p, y_p) тождественны условиям устойчивости спиновой конфигурации магнитной системы или условиям глобальной устойчивости (при условии $x_p^2 > 0$, $y_p^2 > 0$). В отличие от этого устойчивость равновесных фаз $(x_p, 0)$, $(0, y_p)$ связана с устойчивостью конфигурации магнитной системы

Равновесность, устойчивость и соотношение энергий составляющих спиновой конфигурации
при различных значениях и соотношениях констант анизотропии.

| K_1, K_2, K_3, K_4, K_5 | 5а | 5б | 5в | 5г |
|---------------------------|--|---|---|---|
| >0>0>0>0>0 | $F_{xy}^{y,HP} < F_{x0}^{Hy,HP} < F_y^{c,HP} < F_{00}^{y,P}$ | $F_{xy}^{y,HP} < F_{0y}^{Hy,HP} < F_{x0}^{c,HP} < F_{00}^{y,P}$ | $F_{x0}^{Hy,HP} < F_{0y}^{c,HP} < F_{00}^{y,P} < F_{xy}^{c,HP}$ | $F_{0y}^{Hy,HP} < F_{x0}^{c,HP} < F_{00}^{y,P} < F_{xy}^{c,HP}$ |
| >0>0>0>0<0 | — | — | — | $F_{x0}^{c,HP} < F_{00}^{y,P} < F_{xy}^{c,HP} < F_{0y}^{c,P}$ |
| >0>0>0<0>0 | $F_{xy}^{y,P} < F_{x0}^{c,HP} < F_{0y}^{c,HP} < F_{00}^{y,P}$ | $F_{xy}^{y,P} < F_{0y}^{c,HP} < F_{x0}^{c,HP} < F_{00}^{y,P}$ | $F_{x0}^{c,HP} < F_{0y}^{c,HP} < F_{00}^{y,P} < F_{xy}^{c,P}$ | $F_{0y}^{c,HP} < F_{x0}^{c,HP} < F_{00}^{y,P} < F_{xy}^{c,P}$ |
| >0>0>0<0<0 | — | — | $F_{0y}^{c,HP} < F_{00}^{y,P} < F_{xy}^{c,P} < F_{x0}^{Hy,P}$ | $F_{x0}^{c,HP} < F_{00}^{y,P} < F_{xy}^{c,P} < F_{0y}^{Hy,P}$ |
| >0>0<0>0>0 | — | — | — | — |
| >0>0<0>0<0 | — | — | — | — |
| >0>0<0<0>0 | — | — | $F_{0y}^{c,HP} < F_{00}^{y,P} < F_{xy}^{c,P} < F_{x0}^{Hy,P}$ | — |
| >0>0<0<0<0 | — | — | $F_{00}^{y,P} < F_{xy}^{c,P} < F_{x0}^{Hy,P} < F_{0y}^{Hy,P}$ | $F_{00}^{y,P} < F_{xy}^{c,P} < F_{0y}^{Hy,P} < F_{x0}^{Hy,P}$ |
| >0<0>0>0>0 | $F_{xy}^{y,HP} < F_{x0}^{Hy,HP} < F_{0y}^{y,P} < F_{00}^{c,P}$ | $F_{xy}^{y,HP} < F_{0y}^{y,P} < F_{x0}^{Hy,HP} < F_{00}^{c,P}$ | $F_{x0}^{Hy,HP} < F_{0y}^{y,P} < F_{00}^{c,P} < F_{xy}^{c,HP}$ | $F_{0y}^{y,P} < F_{x0}^{Hy,HP} < F_{00}^{c,P} < F_{xy}^{c,HP}$ |
| >0<0>0>0<0 | — | — | — | $F_{x0}^{Hy,HP} < F_{00}^{c,P} < F_{xy}^{c,HP} < F_{0y}^{c,HP}$ |
| >0<0>0<0>0 | $F_{xy}^{y,P} < F_{x0}^{c,HP} < F_{0y}^{y,P} < F_{00}^{c,P}$ | $F_{xy}^{y,P} < F_{0y}^{c,P} < F_{x0}^{Hy,HP} < F_{00}^{c,P}$ | $F_{x0}^{c,HP} < F_{0y}^{y,P} < F_{00}^{c,P} < F_{xy}^{c,P}$ | $F_{0y}^{c,HP} < F_{x0}^{Hy,HP} < F_{00}^{c,P} < F_{xy}^{c,P}$ |
| >0<0>0<0<0 | — | — | — | $F_{0y}^{c,HP} < F_{00}^{y,P} < F_{xy}^{c,P} < F_{x0}^{c,P}$ |
| >0<0<0>0>0 | — | — | $F_{00}^{y,P} < F_{xy}^{c,P} < F_{x0}^{c,P} < F_{0y}^{c,HP}$ | $F_{00}^{y,P} < F_{xy}^{c,P} < F_{0y}^{c,HP} < F_{x0}^{c,HP}$ |
| >0<0<0>0<0 | — | — | $F_{0y}^{y,P} < F_{00}^{c,P} < F_{xy}^{c,P} < F_{x0}^{Hy,P}$ | — |
| >0<0<0<0>0 | — | — | — | — |
| >0<0<0<0<0 | — | — | — | — |
| <0>0>0>0>0 | $F_{xy}^{y,HP} < F_{x0}^{y,P} < F_{0y}^{Hy,HP} < F_{00}^{c,P}$ | $F_{xy}^{y,HP} < F_{0y}^{Hy,HP} < F_{x0}^{y,P} < F_{00}^{c,P}$ | $F_{x0}^{y,P} < F_{0y}^{Hy,HP} < F_{00}^{c,P} < F_{xy}^{c,HP}$ | $F_{0y}^{Hy,HP} < F_{x0}^{y,P} < F_{00}^{c,P} < F_{xy}^{c,HP}$ |
| <0>0>0>0<0 | — | — | — | $F_{x0}^{y,P} < F_{00}^{c,P} < F_{xy}^{c,P} < F_{0y}^{c,P}$ |
| <0>0>0<0>0 | $F_{xy}^{y,P} < F_{x0}^{c,P} < F_{0y}^{Hy,HP} < F_{00}^{c,P}$ | $F_{xy}^{y,P} < F_{0y}^{c,HP} < F_{x0}^{y,P} < F_{00}^{c,P}$ | $F_{x0}^{c,P} < F_{0y}^{Hy,HP} < F_{00}^{c,P} < F_{xy}^{c,P}$ | $F_{0y}^{Hy,HP} < F_{x0}^{c,P} < F_{00}^{c,P} < F_{xy}^{c,P}$ |
| <0>0>0<0<0 | — | — | — | $F_{0y}^{Hy,HP} < F_{00}^{c,P} < F_{xy}^{c,P} < F_{x0}^{Hy,P}$ |
| <0>0<0>0>0 | — | — | $F_{00}^{c,P} < F_{xy}^{c,P} < F_{x0}^{Hy,P} < F_{0y}^{Hy,P}$ | $F_{00}^{c,P} < F_{xy}^{c,P} < F_{0y}^{Hy,P} < F_{x0}^{Hy,P}$ |
| <0>0<0>0<0 | — | — | — | — |
| <0>0<0<0>0 | — | — | — | — |
| <0>0<0<0<0 | — | — | — | — |
| <0>0<0>0>0 | $F_{xy}^{y,P} < F_{x0}^{y,P} < F_{0y}^{c,P} < F_{00}^{Hy,P}$ | $F_{xy}^{y,P} < F_{0y}^{y,P} < F_{x0}^{c,P} < F_{00}^{Hy,P}$ | $F_{x0}^{y,P} < F_{0y}^{c,P} < F_{00}^{Hy,P} < F_{xy}^{c,P}$ | $F_{0y}^{c,P} < F_{x0}^{y,P} < F_{00}^{Hy,P} < F_{xy}^{c,P}$ |
| <0<0>0>0<0 | — | — | — | $F_{x0}^{y,P} < F_{00}^{Hy,P} < F_{xy}^{c,P} < F_{0y}^{c,HP}$ |
| <0<0>0<0>0 | $F_{xy}^{y,P} < F_{x0}^{c,P} < F_{0y}^{c,P} < F_{00}^{Hy,P}$ | $F_{xy}^{y,P} < F_{0y}^{c,P} < F_{x0}^{c,P} < F_{00}^{Hy,P}$ | $F_{x0}^{c,P} < F_{0y}^{c,P} < F_{00}^{Hy,P} < F_{xy}^{c,P}$ | $F_{0y}^{c,P} < F_{x0}^{c,P} < F_{00}^{Hy,P} < F_{xy}^{c,P}$ |
| <0<0>0<0<0 | — | — | — | $F_{0y}^{c,P} < F_{00}^{Hy,P} < F_{xy}^{c,P} < F_{x0}^{Hy,P}$ |
| <0<0<0>0>0 | — | — | $F_{00}^{Hy,P} < F_{xy}^{c,P} < F_{x0}^{Hy,P} < F_{0y}^{Hy,P}$ | $F_{00}^{Hy,P} < F_{xy}^{c,P} < F_{0y}^{Hy,P} < F_{x0}^{Hy,P}$ |
| <0<0<0>0<0 | — | — | — | — |
| <0<0<0<0>0 | — | — | — | — |
| <0<0<0<0<0 | — | — | — | — |

лишь по одной обобщенной координате. Наконец, устойчивость фазы (0,0) не связана с устойчивостью конфигурации магнитной системы.

Выражение найденных равновесных решений через направляющие косинусы показывает, что им соответствуют только определенные кристаллографические направления типа [100], [110] и [111]. Подобный результат является хорошо известным фактом.

Сопоставление термодинамических потенциалов составляющих спиновой конфигурации позволило разбить пространство изменения констант анизотропии на ряд областей и построить таблицу, содержащую сведения о возможных спиновых конфигурациях кубических магнетиков. В таблице через F_{x^2} , F_{x^2} , F_{0y} , F_{00} , $0=F_{00}$ обозначены термодинамические потенциалы фаз (x,y), (x,0), (0,y), (0,0) соответственно.

Устойчивость и равновесность локальных фаз в различных областях изменения констант анизотропии показана в верхнем индексе термодинамических потенциалов с учетом следующих обозначений: у — устойчивое состояние, ну — неустойчивое состояние, с — состояние, соответствующее седловой точке, нр — неравновесное решение, р — равновесное решение.

Колонки в таблице соответствуют следующим областям изменения констант анизотропии:

$$K_5 K_1^2 + K_3 K_2^2 - K_4 K_1 K_2 > 0; K_4^2 - 4K_3 K_5 < 0 \text{ и } K_2^2 K_3 - K_1^2 K_5 < 0 \quad (5a)$$

$$K_5 K_1^2 + K_3 K_2^2 - K_4 K_1 K_2 > 0; K_4^2 - 4K_3 K_5 < 0 \text{ и } K_2^2 K_3 - K_1^2 K_5 > 0 \quad (5б)$$

$$K_5 K_1^2 + K_3 K_2^2 - K_4 K_1 K_2 > 0; K_4^2 - 4K_3 K_5 > 0 \text{ и } K_2^2 K_3 - K_1^2 K_5 < 0 \quad (5в)$$

$$K_5 K_1^2 + K_3 K_2^2 - K_4 K_1 K_2 > 0; K_4^2 - 4K_3 K_5 > 0 \text{ и } K_2^2 K_3 - K_1^2 K_5 > 0 \quad (5г)$$

$$K_5 K_1^2 + K_3 K_2^2 - K_4 K_1 K_2 < 0; K_4^2 - 4K_3 K_5 < 0 \text{ и } K_2^2 K_3 - K_1^2 K_5 < 0 \quad (5д)$$

$$K_5 K_1^2 + K_3 K_2^2 - K_4 K_1 K_2 < 0; K_4^2 - 4K_3 K_5 < 0 \text{ и } K_2^2 K_3 - K_1^2 K_5 > 0 \quad (5е)$$

$$K_5 K_1^2 + K_3 K_2^2 - K_4 K_1 K_2 < 0; K_4^2 - 4K_3 K_5 > 0 \text{ и } K_2^2 K_3 - K_1^2 K_5 < 0 \quad (5ж)$$

$$K_5 K_1^2 + K_3 K_2^2 - K_4 K_1 K_2 < 0; K_4^2 - 4K_3 K_5 > 0 \text{ и } K_2^2 K_3 - K_1^2 K_5 > 0. \quad (5з)$$

Проведенный анализ спин-ориентационного состояния магнитной системы на основе полученных критериев фазовой устойчивости и сопоставления термодинамических потенциалов составляющих магнитной конфигурации позволил выявить в фазовом пространстве изменения констант анизотропии 24 глобально устойчивых состояния (устойчивых спиновых конфигураций). Из них 6 конфигураций имеют один минимум энергии и соответственно характеризуются однородной ориентацией спинов вдоль пространственной диагонали кубической решетки [111]. Такой результат согласуется с теоретическими понятиями о магнитных группах в кубических магнитных кристаллах.

Однородные высокосимметричные состояния реализуются в следующих областях фазового изменения констант анизотропии:

$$K_1 > 0, K_2 < 0, K_3 > 0, K_4 < 0, K_5 > 0, K_4^2 - 4K_3 K_5 < 0 \text{ и } K_2^2 K_3 - K_1^2 K_5 > 0,$$

$$K_1 < 0, K_2 > 0, K_3 > 0, K_4 < 0, K_5 > 0, K_4^2 - 4K_3 K_5 < 0 \text{ и } K_2^2 K_3 - K_1^2 K_5 < 0,$$

$$K_1 < 0, K_2 < 0, K_3 > 0, K_4 < 0, K_5 > 0, K_5 K_1^2 + K_3 K_2^2 - K_4 K_1 K_2 > 0 \text{ и } K_4^2 - 4K_3 K_5 < 0.$$

Остальные глобально устойчивые конфигурации характеризуются наличием нескольких минимумов энергии, т.е. определенной неоднородностью спиновой конфигурации, свидетельствующей о понижении симметрии системы. Согласно [4,5], такие состояния являются промежуточными этапами при переходе от одной однородной высокосимметричной спиновой конфигурации к другой.

Проведенный термодинамический анализ спиновой структуры кубических магнетиков в отсутствие внешнего поля позволяет сделать следующие выводы.

При рассмотрении устойчивости и равновесности спиновой конфигурации магнитной системы в целом необходим учет не менее пяти констант анизотропии. Для анализа фазовой устойчивости имеет принципиальное значение проведение комплексной минимизации инвариантного полинома. Термодинамическая устойчивость спин-ориентационной структуры кубических магнетиков характеризуется двумя уровнями — устойчивостью спиновой конфигурации магнитной системы в целом (глобальный уровень, определяемый минимизацией инвариантного полинома по инвариантам) и устойчивостью

отдельных составляющих спиновой конфигурации (локальный уровень, определяемый минимизацией инвариантного полинома по компонентам параметра порядка).

Особо выделяются спиновые конфигурации с одним минимумом энергии. Такие состояния обладают наиболее высокой симметрией для кубической сингонии и однородной ориентацией всех спинов вдоль пространственных осей типа [111] кубической магнитной решетки.

Термодинамически возможно существование спиновых конфигураций с нарушением симметрии, которым соответствует более одного минимума энергии и более сложное распределение областей намагниченности с ориентацией спинов вдоль различных кристаллографических направлений. В таких спиновых конфигурациях характерно наличие локально устойчивых состояний вдоль осей типа [110] и [100].

Количество возможных устойчивых спиновых конфигураций как с однородной, так и более сложной спиновой структурой определяется симметрией магнитной решетки.

При протекании в рассматриваемых магнетиках процессов спонтанной спиновой переориентации возможны фазовые переходы двух типов: а) между состояниями с наиболее симметричными спиновыми конфигурациями, обладающими одним минимумом энергии; б) между устойчивыми локальными состояниями. С точки зрения термодинамики, основными являются переходы первого типа. Переходы между локальными фазами играют чаще всего вспомогательную роль и управляются закономерностями фазовых изменений на глобальном уровне.

1. Акулов Н. С. Ферромагнетизм. М.; Л. 1939.
2. Вонсовский С. В. Магнетизм. М., 1971.
3. Виглин А. С. // ФТТ. 1960. Т.11. №2. С.331.
4. Гуфан Ю. М., Торгашев В. И. // ФТТ. 1980. Т.22. Вып.6. С.1629.
5. Гуфан Ю. М. // ЖЭТФ. 1971. Вып.4. С.1537.

Поступила в редакцию 10.09.97.

УДК 621.382.323-416

А.Д.АНДРЕЕВ, Ф.Ф.КОМАРОВ, В.Н.МИХЕЙ

ЭМИССИЯ ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОДЗАТВОРНЫЙ ДИЭЛЕКТРИК МОП-ПТ С ВЫСОКОЛЕГИРОВАННОЙ ПОДЛОЖКОЙ

Substrate ionization currents are measured and electron mean free path and energy are defined for dopant level substrate $7 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ MOSFET. The potential barrier across Si-SiO₂ division and emission electron currents are calculated in the range gate voltage. Substrate and emission current gradients have contrarious signs. These peculiarities may be caused by strengthening of impact ionization.

С уменьшением длины канала [1-3] и увеличением уровня легирования подложки [4] МОП-ПТ напряжение на стоке, при котором ток насыщается, становится меньше эффективного напряжения затвора и проводящий канал может не перекрываться. Электроны перемещаются по непрерывному пути от истока до стока, приобретают энергию, которая достаточна для преодоления потенциального барьера на границе диоксид кремния-кремний, могут эмитировать в окисел. Зависимость тока эмиссии от уровня легирования подложки приведена в [5]. В данной работе рассмотрено влияние напряжения, приложенного к затвору, на высоту потенциального барьера, среднюю длину свободного пробега и энергию электронов, а также эмиссионный ток в транзисторе с концентрацией примесей в кремниевой подложке $N_A = 7 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$. Длина L и ширина W канала равны 4 и 12 мкм соответственно, глубина областей истока и стока $x_j = 0,8$ мкм, толщина окисла кремния под алюминиевым затвором $x_{ox} \approx 0,3$ мкм.

Для расчета эмиссионного тока применялась формула, полученная в [5]: