

Следовательно, приведенные выше расчеты свидетельствуют о проявлении в ЭПР двух положений азота в кубическом окружении, а не в кубическом и гексагональном.

В подтверждение высказанного предположения заметим еще следующее. Как показано в [5], существует взаимосвязь между постоянной сверхтонкой структуры на примеси  $A$  и изменением энергии основного состояния, вызванным короткодействующей поправкой к кулоновскому потенциалу дефекта:  $A \sim \Delta^2$ . Судя по величинам сверхтонкого расщепления наблюдаемых нами двух типов спектров, отношение  $A_1/A_2$  равно 1, а для квадратов энергетических поправок, согласно [3], имеем  $(163-88)^2/(158-88)^2=1.14$ . Аналогичные расчеты показывают, что для азота в гексагональном окружении сверхтонкое расщепление будет в 30 раз меньше, чем для азота в кубическом окружении. Так что в условиях наших измерений азот в гексагональном окружении может проявиться в виде одиночной (центральной) линии.

В нашем эксперименте определение коэффициентов перезарядки производилось только для третьих компонент спектров СТВ, так как первая и вторая сверхтонкие компоненты при освещении образца искажаются, возможно, в результате наложения спектра ЭПР от гексагональной позиции азота в  $6H-SiC$ .

Таким образом, два типа спектров ЭПР, впервые обнаруженных Вудбери и Людвигом, обусловлены, по нашему мнению, двумя неэквивалентными положениями азота в  $6H$  карбиде кремния с кубическим окружением.

Авторы выражают благодарность Е. Н. Калабуховой и Т. Л. Петренко за помощь, оказанную в проведении эксперимента.

Параметры спектра ЭПР  
примесного азота в  $6H-SiC$

Центр	$g$	$A \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$
$^{14}\text{N} (I_1)$	2.0030	11.08
$^{14}\text{N} (I_2)$	2.0026	11.20

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Woodbury H. H., Ludwig G. W. Phys. Rev., 1961, vol. 124, N 4, p. 1083—1089.  
 [2] Вакуленко О. В., Маразуев Ю. А., Шутков Б. М. ФТТ, 1976, т. 18, № 10, с. 3080—3083.  
 [3] Вакуленко О. В., Гусева О. А. ФТП, 1981, т. 15, № 8, с. 1528—1530.  
 [4] Калабухова Е. Н., Кабдин Н. Н., Лукин С. Н. ФТТ, 1987, т. 29, № 8, с. 2532—2534.  
 [5] Стоунхэм А. М. Теория дефектов в твердых телах. М.: Мир, 1978, т. 1. 570 с.

Киевский государственный университет  
им. Т. Г. Шевченко  
Киев

Поступило в Редакцию  
10 февраля 1988 г.

### РАЗДЕЛЕНИЕ РОСТОВОГО И МАГНИТОУПРУГОГО ВКЛАДОВ В МАГНИТНУЮ АНИЗОТРОПИЮ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ ФЕРРИТ-ГРАНАТА

В. Э. Осуховский, З. З. Дитина, Д. Е. Линкова,  
Л. А. Цыгельнюк, В. В. Колсанов, С. М. Григорович

Как известно [1, 2], перпендикулярная анизотропия эпитаксиальных феррит-гранатовых пленок обусловлена двумя механизмами: магнитоупругим эффектом, возникающим вследствие несоответствия постоянных

№ пластины	Композиционный состав	$h$ , мкм	$M_s$ , $10^5$ А/м	$K_u$ , $10^3$ Дж/м <sup>3</sup>	$K_{u1}$ , $10^3$ Дж/м <sup>3</sup>	$K_{u2}$ , $10^3$ Дж/м <sup>3</sup>
1	(YBiTmSm) <sub>3</sub> (GaFe) <sub>5</sub> O <sub>12</sub>	1.0	41	3.9	+0.2	3.7
2	(YEuTmCa) <sub>3</sub> (GeFe) <sub>5</sub> O <sub>12</sub>	1.9	20	3.1	+0.8	2.3
3	(YBiTmSm) <sub>3</sub> (GaFe) <sub>5</sub> O <sub>12</sub>	1.1	28	1.6	-0.5	2.1

решетки пленки и подложки, и анизотропией роста. Разделение вкладов в константу перпендикулярной анизотропии  $K_u = K_{u1} + K_{u2}$  можно провести, разрушая перпендикулярную анизотропию ионной имплантацией (ИИ) и проводя ее восстановление отжигом. Изменение  $K_u$  при ИИ, равное сумме изменений каждого вклада  $\Delta K_u = \Delta K_{u1} + \Delta K_{u2}$ , определяется как разность значений  $K_u$  в ионно-имплантированном и неимплантированном слоях. Ниже мы будем говорить только о модуле величины  $\Delta K_u$ .

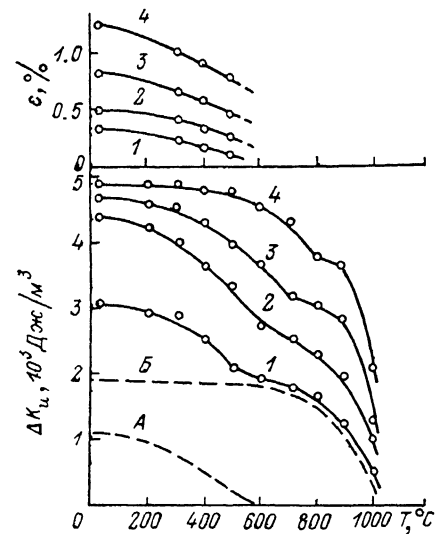


Рис. 1. Зависимость изменения константы анизотропии  $\Delta K_u$  и относительной деформации  $\epsilon$  от температуры отжига.

$\Phi$ ,  $10^{15}$  см<sup>-2</sup>: 1 — 0.5, 2 — 1.0, 3 — 2.0, 4 — 5.0. Время отжига 1 ч.

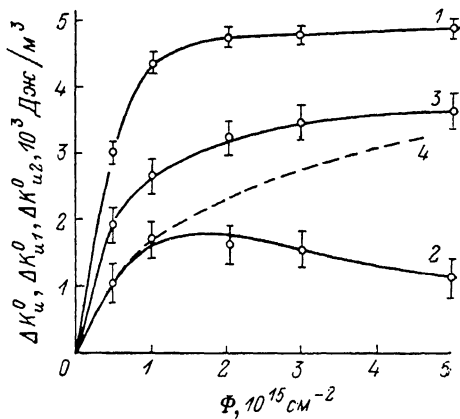


Рис. 2. Зависимость изменения константы анизотропии  $\Delta K_u^0$  (1) и ее компонент  $\Delta K_{u1}^0$  (2) и  $\Delta K_{u2}^0$  (3) от дозы облучения до отжига.

4 — расчетная кривая  $\Delta K_{u1}^0(\Phi)$ .

Исследования проводились на пленках феррит-гранатов, полученных жидкофазной эпитаксией на  $\langle 111 \rangle$  подложки ГГГ. Композиционные составы, толщина  $h$ , намагниченность насыщения  $M_s$ , константа перпендикулярной анизотропии  $K_u$  исследуемых пластин указаны в таблице. Имплантация осуществлялась ионами  $He^+$  с энергией 100 кВ и дозами  $\Phi = 5 \cdot 10^{14} - 5 \cdot 10^{15}$  см<sup>-2</sup>. Магнитные параметры измерялись методами кривых вращательного момента и ферромагнитного резонанса [3]. Деформация определялась на двухкристальном рентгеновском спектрометре. Отжиг пленок проводился на воздухе в интервале температур 200—1200 °С в течение 15, 30 и 60 мин с последующим медленным охлаждением.

На рис. 1 приведены зависимости  $\Delta K_u$  от температуры отжига для различных доз облучения. Ступенчатый характер кривых  $\Delta K_u(T)$  позволяет предположить наличие двух релаксационных процессов. В соответствии с [1, 4] зависимость  $\Delta K_u$  от времени  $t$  и температуры отжига  $T$  можно представить в виде

$$\Delta K_u(t, T) = \Delta K_{u1}^0 \exp(-t/\tau_1) + \Delta K_{u2}^0 \exp(-t/\tau_2), \quad (1)$$

где  $\Delta K_{u1}^0$  и  $\Delta K_{u2}^0$  — значения  $\Delta K_{u1}$  и  $\Delta K_{u2}$  до отжига; времена релаксации  $\tau_1$  и  $\tau_2$  определяются временными константами  $\tau_{01}$  и  $\tau_{02}$  и энергиями активации  $E_1, E_2$ :

$$\tau_1 = \tau_{01} \exp(E_1/kT), \quad \tau_2 = \tau_{02} \exp(E_2/kT). \quad (2)$$

Параметры процессов релаксации определялись из анализа экспериментальных кривых рис. 1 по формулам (1), (2) и для доз  $\Phi \leq 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$  имеют одинаковые значения:  $E_1 = (0.30 \pm 0.05) \text{ эВ}$ ,  $\tau_{01} = (130 \pm 30) \text{ с}$ ,  $E_2 = (0.55 \pm 0.05) \text{ эВ}$ ,  $\tau_{02} = (80 \pm 20) \text{ с}$ . Параметры  $\Delta K_{u1}^0$  и  $\Delta K_{u2}^0$  зависят от дозы ИИ, как показано на рис. 2.

В качестве примера на рис. 1 штриховыми кривыми показано разделение релаксационных процессов для случая  $\Phi = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ . Корреляция кривых А с зависимостью деформации  $\epsilon$  ИИ слоя от температуры отжига позволяет считать кривые А ответственными за релаксацию магнитоупругой компоненты  $K_{u1}$ . Кривые В описывают восстановление ростовой компоненты  $K_{u2}$ . Для доз  $\Phi \leq 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$  при  $T = 1100 \text{ }^\circ\text{C}$  значение  $\Delta K_{u2}$  падает до нуля, что свидетельствует о полном восстановлении ростовой анизотропии  $K_{u2}$ , разрушенной имплантацией. При больших дозах имплантации полного восстановления ростовой анизотропии не происходит.

На рис. 2 сравниваются зависимости  $\Delta K_{u1}^0$  от дозы имплантации, полученные экспериментально и рассчитанные по величине деформации (рис. 1), из известного соотношения

$$\Delta K_{u1}^0 = 3\lambda_{111}E\epsilon/2(1 - \nu) \quad (3)$$

при  $\nu = 0.3$ ,  $E = 2 \cdot 10^{11} \text{ Н/м}^2$  [1]. Расчетная кривая хорошо совпадает с экспериментальной при  $\lambda_{111} = -1 \cdot 10^{-6}$  для доз  $\Phi \leq 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ . При больших дозах наблюдается расхождение кривых, обусловленное переимплантацией [5, 6].

Анализ зависимости  $\Delta K_{u2}^0$  от дозы (рис. 2) позволяет определить ростовую компоненту  $K_{u2}$  перпендикулярной анизотропии  $K_u$ . Так как изменение  $K_{u2}$  при ИИ происходит только за счет ее разрушения, то предел, к которому стремится  $\Delta K_{u2}$  с ростом дозы облучения, есть  $K_{u2}$ . Определив таким способом  $K_{u2}$  и зная  $K_u$ , находим  $K_{u1} = K_u - K_{u2}$ . Значения компонент анизотропии  $K_{u1}$  и  $K_{u2}$  для трех пластин приведены в таблице. Во всех исследованных пластинах большая часть перпендикулярной анизотропии обусловлена ростовой компонентой. Магнитоупругий вклад может быть как положительным, так и отрицательным.

Для пластины № 1 была измерена начальная деформация  $\epsilon_0$ , обусловленная несоответствием постоянных решетки пленки и подложки:  $\epsilon_0 = 7 \cdot 10^{-4}$ . Используя подобранное выше значение  $\lambda_{111}$  для этой пластины по формуле, аналогичной (3), получаем  $K_{u1} = 0.30 \cdot 10^3 \text{ Дж/м}^3$ , что в пределах ошибки совпадает со значением компоненты  $K_{u1}$ , определенной по разности  $K_u - K_{u2}$  (см. таблицу). Это подтверждает правильность выбора величины константы магнитострикции  $\lambda_{111} = -1 \cdot 10^{-6}$  для пластины № 1.

Таким образом, изучение релаксационных процессов в эпитаксиальных феррит-гранатовых пленках, подвергнутых ионной имплантации, позволяет достаточно надежно оценить величины магнитоупругой и ростовой компонент перпендикулярной анизотропии, не проводя измерения деформации.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Балбашов А. М., Червоненкис А. Я. Магнитные материалы для микроэлектроники. М.: Энергия, 1979. 217 с.  
 [2] Справочник. Элементы и устройства на ЦМД. М.: Радио и связь, 1987. 488 с.  
 [3] Осуховский В. Э., Линкова Д. Е., Дитина Э. Э. и др. ФТТ, 1984, т. 26, № 5, с. 1533—1534.  
 [4] Hirko R., Ju K. IEEE Trans. Magn., vol. MAG-16, N 5, p. 958—960.

[5] Пожела И. П., Урбанас Д.-Т. А. Доменные и магнитооптические запоминающие устройства. Тез. докл. и сообщений. Тбилиси, 1987, с. 88.

[6] Осуховский В. Э., Дитина З. З., Линкова Д. Е. и др. ФТТ, 1986, т. 28, № 2, с. 585—587.

Дальневосточный государственный  
университет  
Владивосток

Поступило в Редакцию  
15 февраля 1988 г.

УДК 537.312.62

Физика твердого тела, том 30, в. 8, 1988  
Solid State Physics, vol. 30, № 8, 1988

## К ТЕОРИИ ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В ДВУМЕРНОЙ МОДЕЛИ ХАББАРДА

А. Ф. Барабанов, Л. А. Максимов, А. В. Михеенков

Одно из возможных теоретических описаний высокотемпературной сверхпроводимости основывается на модели Хаббарда [1] для квадратной решетки с гамильтонианом

$$\hat{H} = t \sum_{s_1, s_2, \sigma} a_{s_1, \sigma}^+ a_{s_2, \sigma} + U \sum_{s, \sigma} a_{s, \sigma}^+ a_{s, \sigma} a_{s, \sigma}^+ a_{s, \sigma},$$

$s_i$  — номера узлов, суммирование в первом члене идет по ближайшим соседям. При этом в пределе  $\alpha = t/U \ll 1$  в качестве основного состояния с одним электроном на узел выбирают либо антиферромагнитное с двумя подрешетками [2, 3] (состояние Нееля), либо состояние, образованное из синглетных резонансных пар (состояние RVB) [4, 5].

Ниже для невырожденной модели Хаббарда развивается подход RVB [6] путем построения резонансных состояний на квадратных блоках из четырех узлов (без перехода к эффективному спиновому гамильтониану). В качестве вариационной волновой функции основного состояния системы выберем

$$\Psi_{\text{очн}} = \prod_{\mathbf{n}} \left\{ 1 + \sum_{\mathbf{g}, i, j} \beta_{\mathbf{g}}^{i, j} \hat{X}_{\mathbf{n}}^{3i, 4} \hat{X}_{\mathbf{n}+\mathbf{g}}^{5j, 4} \right\} \Psi_0, \quad \Psi_0 = \prod_{\mathbf{n}} |4_{\mathbf{n}}^0\rangle. \quad (1)$$

Здесь и в дальнейшем  $|A_{\mathbf{n}}^i\rangle$  — точные состояния квадратного блока  $\mathbf{n}$  из четырех узлов с  $A$  электронами ( $A=0 \div 8$ );  $i$  — набор квантовых чисел;  $\hat{X}_{\mathbf{n}}^{\lambda, \mu}$  — оператор Хаббарда [1], переводящий блок  $\mathbf{n}$  из состояния  $\mu$  в состояние  $\lambda$ ; суммирование идет по ближайшим блокам-соседям  $\mathbf{g}$  и квантовым числам  $i, j$ ;  $\beta_{\mathbf{g}}^{i, j}$  — вариационные параметры. Состояние нулевого приближения  $\Psi_0$  построено из независимых блоков с четырьмя электронами, находящимися в синглетном состоянии  $|4_{\mathbf{n}}^0\rangle$  с низшей энергией  $\epsilon_{\mathbf{n}}^0 = -12\alpha t$  (везде ниже верхний индекс у  $|4_{\mathbf{n}}^0\rangle$  опущен). Пробная функция (1) с использованием всех состояний  $|3^i\rangle, |5^j\rangle$  приводит к значению энергии на блок  $\epsilon = \epsilon_4^0 + \epsilon_4'$ ,  $\epsilon_4' = -4\alpha t + O(\alpha^2 t)$ , т. е. такой же величины, как для классического состояния Нееля. При этом, однако, в (1), так же как и у состояния RVB, отсутствуют магнитные подрешетки, среднее значение спина на узле равно нулю, а спиновые корреляторы отличны от нуля (ср. [7, 8]). Можно убедиться, что при большом расстоянии между узлами  $l$  функция (1) приводит к спадающему спинового корреляторов по закону  $\alpha^l$ . Возможно, что точному решению задачи отвечает степенной закон, как в одномерном случае [9].

Рассмотрим одночастичные возбуждения дырочного типа (одночастичные электронные возбуждения можно описать, используя электрон-