

В. И. ПЕТРОВ, А. Е. ЛУКЬЯНОВ, Г. В. СПИВАК

РЕШЕНИЕ ОДНОЙ ЗАДАЧИ МАГНИТНОГО КОНТРАСТА  
В ЭЛЕКТРОННОМ ЗЕРКАЛЬНОМ МИКРОСКОПЕ

Формирование контраста изображения магнитных микрообъектов в электронном зеркальном микроскопе (ЭЗМ) исследовалось в ряде работ, в которых этот вопрос в основном рассматривался лишь качественно [1, 2] или полуколичественно [3, 4]. В данной работе рассчитано отображение в ЭЗМ магнитного микрополя типа «ступеньки», и расчетные данные сравниваются с экспериментальными.

Для проведения расчета сделаны следующие упрощающие предположения: образец плоский и однородный; ЭЗМ работает в рассеивающем режиме с двухэлектродным иммерсионным объективом (образец — диафрагма); на диафрагму объектива па-

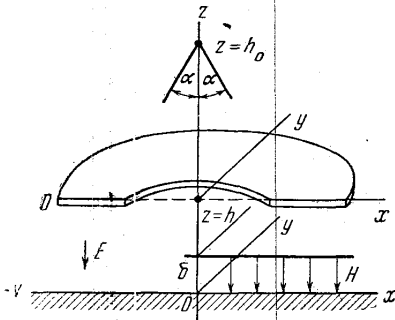


Рис. 1. Иммерсионный объектив ЭЗМ

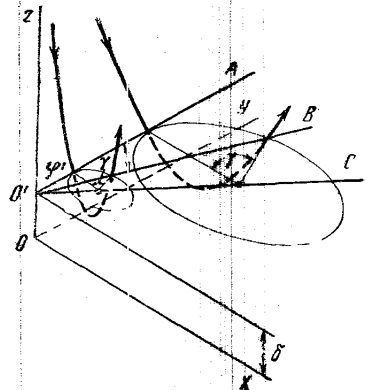


Рис. 2. Траектории электронов в ЭЗМ при наличии однородного магнитного поля у образца

дает однородный, параллельный, монохроматический пучок электронов (такое приближение для реального ЭЗМ вполне оправдано и использовалось при расчете контраста изображения геометрических неоднородностей в [5]); над полуплоскостью образца  $x \geq 0$  простирается однородное магнитное поле с напряженностью  $H$ , нормальной к поверхности образца, резко обрывающееся на высоте  $\delta$  над поверхностью образца и на оси  $y$  (рис. 1, в дальнейшем расчет будет распространен и на плавно спадающие поля).

Параллельный пучок электронов, падающий на диафрагму объектива, преобразуется полем объектива в расходящийся пучок, исходящий из некоторого мнимого источника  $S$  на расстоянии  $h_0 - h$  от диафрагмы. Пренебрегая aberrациями рассеивающей линзы (созданной полем диафрагмы), для параксиального пучка электронов этот источник можно считать точечным. Траектории электронов, падающих на образец в плоскости  $x=0$ , в пространстве, свободном от магнитного поля, описываются однопараметрическим семейством парабол (параметр  $\alpha$ ):

$$y = (h_0 + h)\alpha - 2\alpha\sqrt{zh}. \quad (1)$$

Войдя в магнитное поле, электроны начинают вращаться в горизонтальной плоскости по окружностям радиуса  $\rho = \frac{mcV_0\alpha}{eH}$ , где  $V_0$  — скорость электронов падающего пучка; центры окружностей лежат на одной прямой ( $O'C$  — рис. 2). Угол поворота электронов за время их нахождения в магнитном поле равен  $\gamma = \frac{4eH\sqrt{\delta h}}{mcV_0}$  и точки выхода электронов из магнитного поля также лежат на одной прямой ( $O'B$  — рис. 2), угол которой с осью  $y - \varphi' = \arctg \frac{B(1 - \cos \gamma)}{1 + B \sin \gamma}$ , где  $B = \frac{eH(h_0 + h - 2\sqrt{\delta h})}{mcV_0}$ . В результате взаимодействия электронов с магнитным полем в картине плотности тока в плоскости  $z = \delta$  являются дополнительно две области: клиновидная с углом  $\varphi'$ , внутри которой плотность тока равна нулю, и клиновидная с углом, меньшим  $\varphi'$ , внутри которой плотность тока меняется от  $j_0$  до  $2j_0$ , где  $j_0$  — плотность тока в отсутствие магнитного поля. В дальнейшем нас будет интересовать только первая область, где не происходит пересечения трубок тока.

После выхода электронов из магнитного поля они движутся только под действием однородного ускоряющего электрического поля и, преломляясь в поле диафрагмы, попадают на экран. Точки попадания на экран электронов, падающих на образец в плоскости  $x = 0$ , расположены на одной прямой, составляющей с осью  $u$  угол

$$\varphi = \operatorname{arctg} \frac{B(1 - \cos \gamma) + \sin \gamma}{1 + B \sin \gamma + \cos \gamma},$$

что для малых значений  $\gamma$  (слабое взаимодействие электронов с магнитным полем) дает

$$\varphi(\text{рад}) = \frac{\gamma}{2} = \frac{2eH \sqrt{\delta h}}{mcV_0} \approx 0,6 \frac{H(\text{эрст}) \cdot \sqrt{\delta(\text{см})}}{\sqrt{E(\text{в/см})}}, \quad (2)$$

где  $E$  — напряженность электрического поля.

Отсюда видно, что степень чувствительности ЭЗМ к магнитным микрополям определяется величиной  $H \sqrt{\frac{\delta}{E}}$  и падает с увеличением напряженности электрического поля у поверхности образца.

Для случая, когда граница магнитного поля не проходит через оптическую ось системы, выражение для угла разворота границы на изображении совпадает с (2), только к развороту еще добавляется некоторое смещение всего изображения границы как целого.

Если магнитное поле на образце нарастает вдоль оси  $x$  не скачком, а плавно, оставаясь ограниченным по оси  $z$ , аналитическое решение возможно только для предельных случаев — когда смещение электрона в горизонтальной плоскости вдоль оси  $x$  под действием магнитного поля или много больше или много меньше расстояния по оси  $x$ , на протяжении которого магнитное поле меняется от нуля до постоянного значения. Первый случай соответствует скачкообразному изменению поля. Во втором можно считать, что напряженность магнитного поля практически не меняется при движении электрона в нем, и каждая прямая  $x = \text{const}$  (параллельная границе поля) на изображении будет развернута на угол, пропорциональный напряженности магнитного поля над этой прямой на образце  $H(x)$ , и для разных  $x$  этот угол будет разным. В области темного клина прямых  $x = \text{const}$  на образце в месте, где происходит изменение магнитного поля (граница поля), соответствует веер расходящихся прямых на изображении, и вместо «абсолютно» темного клина на экране получается клин с плавно меняющейся освещенностью. Связь освещенности внутри этого клина с параметрами магнитного поля можно получить, найдя преобразование площадки  $[dx \times dy]$  плоскости  $z = \delta$  (где электроны начинают взаимодействовать с магнитным полем) в площадку  $[dX_3 \times dY_3]$  плоскости экрана. Так как электронный ток через эти площадки один и тот же, выражение для контраста имеет довольно простой вид

$$K = 1 - k_1 \cdot y \frac{dy}{dx}, \quad (3)$$

при условии  $y = \text{const}$

$$K = 1 - k_2 \frac{dH}{dx}, \quad (3')$$

где  $k_1$  и  $k_2$  — постоянные.

В области светлого клина, где происходит наложение трубок тока друг от друга, контраст зависит от параметров магнитного поля и от местоположения экрана.

Обычно практический интерес представляет так называемая обратная задача, т. е. определение магнитного поля над образцом по известному распределению тока на экране. Полученное выражение контраста не пригодно для этой цели, так как оно зависит от координат  $x$  и  $y$ , связанных с поверхностью образца. Чтобы использовать выражение (3') для решения обратной задачи, нужно перейти к координатам экрана  $X_3$  и  $Y_3$ . Преобразование масштаба  $x, y \rightarrow X_3, Y_3$  должно быть выполнено для  $y = \text{const}$ , и экспериментальное определение изменения тока на экране должно проводиться вдоль линии, соответствующей линии  $y = \text{const}$  на образце. Линии  $y = \text{const} = y_0$  на изображении соответствует (для малых  $\varphi$ ) линия  $Y_3 = y_0 M - X_3 \cdot \varphi$ , где  $M$  — увеличение ЭЗМ. Это уравнение кривой, которая перпендикулярна вееру прямых на экране, соответствующих прямым  $x = \text{const}$  на образце. При условии  $Y_3 \geq X_3$  эта кривая мало отличается от прямой  $Y_3 = y_0 M - X_3 \frac{\varphi_{\max}}{2}$ , где  $\varphi_{\max}$  — полный угол темного клина на изображении. Преобразование масштаба по оси  $x$  в масштаб по оси  $X_3$  для малых  $\varphi$  имеет вид  $X_3 = M(x - u\varphi)$ . При условии  $y \leq x$  преобразование масштаба имеет вид  $X_3 = Mx$ . Таким образом, простое преобразование масштаба по оси  $x$  и простое преобразование линии  $y = \text{const}$  — требования противоречивые и справедливы только при  $X_3 \approx Y_3$ . При больших  $\varphi$  даже для

нашего простого (лучая однозначное решение обратной задачи невозможно, так как, во-первых, контраст становится нелинейной функцией от искомого поля и, во-вторых, преобразование масштаба становится нелинейным и включает искомого функцию поля. Для малых  $\varphi$  и  $X_3 \approx Y_3$  контраст на изображении поперек темного клина равен

$$K = 1 - k_2 H' \left( \frac{X_3}{M} \right) \quad (4)$$

и обратная задача решается просто: из эксперимента имеем  $j_3 = j_0 [1 - f(X_3)]$  (поперек клина), откуда  $f(X_3) = 1 - \frac{j_3}{j_0}$  и поле над образцом

$$H(x) = H_{\max} \frac{\int_0^{xM} f(\xi) d\xi}{\int_0^a f(\xi) d\xi}, \quad (5)$$

где  $H_{\max}$  — максимальная напряженность магнитного поля у образца, определенная по значению  $\Phi_{\max}$ , а  $a$  — длина прямой внутри клина, вдоль которой измерялся ток на экране.

Для экспериментальной проверки некоторых расчетов был изготовлен образец с ферромагнитной плоской и подмагничивающей катушкой. Распределение поля над его поверхностью приблизительно имитировало поле рис. 1. Баллистическим методом была измерена индукция магнитного поля непосредственно у поверхности феррополоски ( $B_{zc} = 3,9 \text{ Тл}$ ). Затем проверялась зависимость угла поворота ЭЗМ изображения этой полоски от напряженности магнитного поля — соотношение (2).

Протяженность магнитного поля  $\delta$  определялась путем приравнения импульсов, сообщаемых электрону, при движении в реальном поле и в поле с обрывом по оси  $z$

(см. рис. 1):  $\int_0^{\infty} \frac{H(z) dz}{2\sqrt{z}} = H(0) \sqrt{\delta}$ . Используя известное соотношение для поля над

полосой шириной  $2b$  и равномерном распределении магнитных зарядов по поверхности по-

лосы  $H = 4\sigma \operatorname{arctg} \frac{b}{z}$ , получаем  $\delta = 2b$ .

Нормальный компонент поля рассеивающей катушки приводит к нежелательному повороту всего изображения, однако образец был сконструирован таким образом, что этот поворот был гораздо (более чем на порядок) меньше поворота изображения полосы из-за влияния поля над полосой (это проверялось экспериментально). Тангенциальное поле над образцом оказывало влияние лишь на изображение областей, находящихся вне феррополоски.

На рис. 3 приведены графики зависимости угла поворота полоски на изображении в зависимости от напряженности магнитного поля у поверхности образца для трех значений ускоряющего напряжения ( $\delta = 0,9 \text{ мм}$ ,  $h = 4 \text{ мм}$ ). Как видно, расчетные значения угла поворота хорошо согласуются с экспериментальными, хотя реальное магнитное поле у поверхности образца лишь приблизительно моделирует поле, принятое при расчете (рис. 1).

Таким образом, с помощью ЭЗМ можно измерять нормальную составляющую магнитного поля у поверхности узкой пластинки, причем в (2) вместо  $\delta$  подставляется ширина полоски. Для тонких полосок (толщина менее  $0,1 \text{ мм}$ ) точность данного метода будет выше точности баллистического метода, однако чем уже полоска, тем больше минимальное поле, которое можно измерить с помощью ЭЗМ (см. (2)).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Спивак Г. В., Прилежаева И. Н., Азовцев В. К. ДАН СССР, 105, 965, 1955.
2. Mayer L. J. Appl. Phys., 28, 975, 1957.

3. Спивак Г. В., Иванов Р. Д., Павлюченко О. П., Седов Н. Н., Швец В. Ф. «Изв. АН СССР», сер. физич., 27, 1210, 1963.  
 4. Kranz J., Bialas H. *Optik*, 18, 178, 1961.  
 5. Wiscott D. *Optik*, 13, 463, 1956.

Поступила в редакцию  
 27. 1 1967 г.

Кафедра  
 электроники

УДК 538.113

## В. Н. ЛАЗУКИН, А. Н. ТЕРЕНТЬЕВСКИЙ

### ЗАПРЕЩЕННЫЙ ЭПР СПЕКТР ИОНА $Mn^{2+}$ В РЕШЕТКАХ КАЛЬЦИТА, ШПИНЕЛИ И АПАТИТА

Исследовался тонкий переход  $1/2 \rightarrow -1/2$  иона в природных монокристаллах кальцита, шпинели и апатита. Наряду с шестью сверхтонкими разрешенными переходами у всех кристаллов наблюдались: у кальцита 10 запрещенных переходов  $\Delta m_I = \pm 1$  и 8 запрещенных переходов  $\Delta m_I = \pm 2$ , у шпинели и апатита по десять линий  $\Delta m_I = \pm 1$ . Положение всех линий в поле  $H$  хорошо описывается формулой (2), выведенной на основе теории возмущений. Константы спин-гамильтониана, применяемые при расчетах, определены экспериментально:

| для кальцита                         | для шпинели                          | для апатита                          |
|--------------------------------------|--------------------------------------|--------------------------------------|
| $A = 93,7 \pm 0,3 \text{ эрст.}$     | $A = 80,5 \pm 0,3 \text{ эрст.}$     | $A = 95,7 \pm 0,3 \text{ эрст.}$     |
| $H_0 = 3331,7 \pm 0,3 \text{ эрст.}$ | $H_0 = 3332,5 \pm 0,3 \text{ эрст.}$ | $H_0 = 3343,0 \pm 0,3 \text{ эрст.}$ |
| $g_{\parallel} = 2,004 \pm 0,005$    | $g_{\parallel} = 2,002 \pm 0,005$    | $g_{\parallel} = 1,999 \pm 0,005$    |

Все измерения проводились при температуре жидкого азота, на образцах природного происхождения.

Парамагнитный спектр ионов  $Mn^{2+}$  изучался многими исследователями в различных кристаллах (см., например, [1—3]). Изучался он и в решетках кальцита, шпинели и апатита [4—6]. Особенности разрешенного спектра достаточно хорошо исследованы. В настоящей заметке будет рассмотрен запрещенный спектр иона  $Mn^{2+}$  в указанных минералах.

О наблюдении запрещенных переходов впервые сообщил Блинн [7]. С развитой им точки зрения, запрещенный резонанс появляется в том случае, когда ядро парамагнитного иона имеет квадрупольный момент, отличный от нуля. Позднее, вновь возвращаясь к этой задаче [9], автор приписывает возникновение запрещенного резонанса перекрестному взаимодействию операторов вида  $S_+ I_{-}$ ,  $S_- I_{+}$  и т. д., возникшему при учете членов 3-го порядка по теории возмущений.

Имеется еще ряд работ [5, 6, 8, 13], посвященных этой проблеме. В основном в них рассматривался запрещенный спектр ЭПР на ионе  $Mn^{2+}$  в решетках кубической симгонии. Всюду наблюдались 10 линий  $\Delta m_I = \pm 1$ , принадлежащих тонкому переходу  $1/2 \rightarrow -1/2$ .

В настоящей работе наряду с линиями  $\Delta m_I = \pm 1$  наблюдались 8 линий  $\Delta m_I = \pm 2$  (кальцит). Положение разрешенных и запрещенных линий в поле  $H$  дается рис. 1. Там же дается и характер расщепления энергетических уровней полем  $H$ . Запрещенные переходы, как видно из рис. 1, появляются лишь в случае определенного поведения энергетических уравнений.

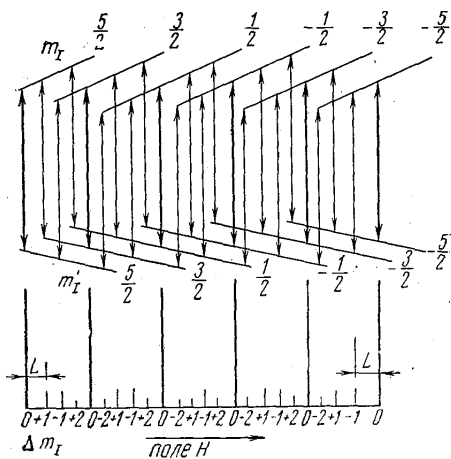


Рис. 1. Вверху схема расщепления энергетических уровней перехода  $1/2 \rightarrow -1/2$  в магнитном поле  $H$ . Внизу дается положение линий запрещенного и разрешенного резонанса в поле  $H$