ДИФРАКЦИЯ СВЕТА НА ФЕРРОМАГНИТНЫХ ДОМЕНАХ

В. С. Львов

Изучается дифракция света в многодоменном ферромагнетике, обусловленная электрической G_e и магнитной G_m гиротропией кристалла. Коэффициент экстинкции может достигать $0.1 \div 0.01$ см$^{-1}$, что соответствует возможности визуального наблюдения дифракции [6]. Показано, что изучение поляризационных свойств дифрагировавшего света позволит экспериментально определить отношение $\frac{G_e}{G_m}$. При выводе соответствующих выражений не делалось никаких модельных предположений о доменной структуре, кроме вытекающих из соображений симметрии. Изучались угловые характеристики дифракции. Показано, что измерение зависимости ширины дифракционных колец от их номера позволяет судить о характере нарушения дальнего порядка в реальной доменной структуре.

В работах Басса и Каганова [1], Эллиота и Лондона [2], Ахиезера и Болотина [3] предлагались различные механизмы взаимодействия света со спиновой системой в магнитодиэлектрике, приводящие к комбинационному рассеянию света на магнонах. Этот эффект оказался весьма слабым [1–5], что в значительной степени связано с малостью модуляции намагниченности тепловыми спиновыми волнами.

В настоящей работе изучается дифракция света (рассеяние) в многодоменном ферромагнетике. Амплитуда модуляции намагниченности в этом случае достигает 100%, а коэффициент экстинкции (см. (16)) превышает коэффициент экстинкции для рассеяния на магнонах (см. формулу (I. 1)) [1] в $\left(\frac{\lambda}{a}\right)^3$ раз. Здесь a — постоянная решетки, λ — длина волны света, так что $\left(\frac{\lambda}{a}\right)^3 \simeq 10^9$—$10^{10}$. Величина h, по нашим оценкам, может достигать $0.1 \div 0.01$ см$^{-1}$, что согласуется с экспериментальными результатами Диллона и Ремейка [6], наблюдавшими дифракцию света на доменах даже визуально.

Ответственной за это явление мы будем считать электрическую и магнитную гиротропию среды — эффект Фарадея. Электрическая гиротропия возникает из-за спин-орбитального взаимодействия, при этом угол поворота плоскости поляризации света $2\pi G_e$ на расстоянии, равном длине волны, порядка $3 \cdot 10^{-5} \div 3 \cdot 10^{-3}$ [5]. Магнитная гиротропия обусловлена непосредственным взаимодействием магнитного поля падающей волны с намагниченностью кристалла, а соответствующий угол $2\pi G_m \sim 3 \cdot 10^{-5}$ [5]. «Магнитострикционное» взаимодействие света со спинами [3] мы учитывать не будем по двум причинам: во-первых, оно квадратично зависит от намагничености кристалла $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ и в одноосных ферромагнетиках типа «легкая ось», которые нас интересуют прежде всего, не будет приводить к дифракции на доменах; во-вторых, «магнитострикционную» дифракцию можно экспериментально отделить от дифракции, обусловленной гиротропией, например, по отличию температурных зависимостей коэффициентов экстинкции.

[1] Ссылки на формулы работы [5] мы будем сопровождать цифрой I.

Мы исследовали поляризационные свойства рассеянного излучения, не делая никаких предположений о доменной структуре, кроме вытекающих из соображений симметрии. Всегда предполагалось, что падающий свет поляризован линейно. При этом оказалось, что свет, рассеянный доменами одноосного ферромагнетика типа «легкая ось», будет линейно поляризован, при этом направление вектора поляризации (в формуле (7)), кроме величин, определяемых геометрией опыта, зависит только от отношения $\frac{G_e}{G_m}$. Свет, рассеянный кубическими ферромагнетиками и одноосными ферромагнетиками типа «легкая плоскость», частично деполяризован. Он может быть разложен на две некогерентные волны, линейно поляризованные во взаимно ортогональных направлениях. В случае, когда переданный при дифракции (рассеянии) импульс направлен по оси симметрии, интенсивность и направление поляризации этих волн (6) зависят только от $\frac{G_e}{G_m}$, что дает возможность экспериментально определять это отношение.[2]

Это особенно интересно потому, что в непосредственных экспериментах по изучению эффекта Фарадея измеряется всегда суммарная гиротропия $G = G_e + G_m$, разделение которой на «электрическое» G_e и «магнитное» G_m слагаемые требует дополнительных предположений об их зависимости от длины волны и не всегда возможно. Подчеркнем, что при выводе выражений, позволяющих определить $\frac{G_e}{G_m}$, мы не использовали никаких модельных предположений о характере доменной структуры. Большая эффективность дифракции света на доменах позволяет при ее изучении отказаться от лазерной методики и измерять $\frac{G_e}{G_m}$ параллельно с измерением $G_e + G_m$ по эффекту Фарадея в широком спектральном интервале.

При изучении угловых характеристик дифракции нас будут интересовать кристаллы с «совершенной» доменной структурой в том смысле, что характерный размер доменов Δ, который по порядку величины будем считать совпадающим с длиной волны света, должен быть меньше, чем длина корреляции l доменной структуры.

Для макроскопических ($L \sim 1$ см) образцов с размером доменов $\Delta \simeq \lambda \simeq 10^{-4}$ см $L \gg l$, а рассеянный свет, исходящий из различных участков образца, разделенных расстоянием, большим, чем l, некогерентен, поэтому наблюдаемая дифракционная картина будет складываться из большого числа дифракционных картин, происходящих от отдельных участков образца с размерами порядка длины когерентности. С точностью до небольших флуктуаций дифракция от образца с конкретным расположением доменных границ будет совпадать с дифракцией от статистического ансамбля образцов, соответствующего различным расположениям доменных границ.

Окончательные выражения для угловых характеристик дифракции (11) и (15), полученные в разделе 2, содержат введенные нами параметры, которые описывают ансамбль доменных структур. Сравнение этих выражений с экспериментом позволит получить интересную информацию о характере нарушения порядка в реальной доменной структуре.

---

[2] Отметим, что для кубических ферромагнетиков эти выражения содержат еще и некий феноменологический параметр $\frac{m_\perp}{m_\parallel}$. Однако при экспериментальном определении $\frac{G_e}{G_m}$ его можно легко исключить.

1. Поляризационные свойства света, рассеянного доменами

Волновое уравнение, описывающее рассеяние света в магнетодиэлектриках, рассмотрено в работе [5] (см. (I. 9))

$$\nabla^2\mathbf{D} + k^2\mathbf{D} = 2i\,\{G_e \operatorname{rot}\operatorname{rot}[\mathbf{m}(\mathbf{r})D^{\text{ex.}}] + G_m \operatorname{rot}[\mathbf{m}(\mathbf{r})\operatorname{rot}\mathbf{D}^{\text{ex.}}]\}. \qquad (1)$$

Здесь $k = \sqrt{\varepsilon}\,\frac{\omega}{c}$ и ω — волновой вектор и частота света; $\mathbf{m}(\mathbf{r}) = \frac{\mathbf{M}(\mathbf{r})}{|\mathbf{M}(\mathbf{r})|}$ — единичный вектор направления намагниченности в точке $\mathbf{r}$ многодоменного образца; $\mathbf{D}^{\text{ex.}} = D^{\text{ex.}}\boldsymbol{\beta}\exp[ik(\mathbf{pr})]$ — поле волны, распространяющейся вдоль $\mathbf{p}$ ($|\mathbf{p}| = 1$) и линейно поляризованной по $\boldsymbol{\beta}$ ($|\boldsymbol{\beta}| = 1$). Решение этого уравнения имеет вид (I. 12)

$$\left.\begin{aligned} \mathbf{D}(\mathbf{r}) &= \mathbf{d}\,\frac{\varepsilon\omega^2 G D^{\text{ex.}}\exp[iq(\mathbf{nr})]}{2\pi c^2 r}, \\ \mathbf{d} &= \frac{1}{G}\int d^3r'\,\{G_e[\mathbf{n}[\mathbf{n}[\mathbf{m}(\mathbf{r})\boldsymbol{\beta}]]] + G_m[\mathbf{n}[\mathbf{m}(\mathbf{r})[\mathbf{p}\boldsymbol{\beta}]]]\}\exp(-i\mathbf{qr}), \end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

где $G = G_e + G_m$, $\mathbf{n}$ — единичный вектор направления распространения рассеянной волны, $\mathbf{q} = k(\mathbf{p} - \mathbf{n})$ — изменение волнового вектора при рассеянии. Используя (2), можно легко получить выражение для дифференциального коэффициента экстинкции [7]

$$\frac{dh_{\alpha\beta}}{d\Omega} = \frac{r^2 D_\alpha D_\beta^*}{V|D^{\text{ex.}}|^2} = \frac{(2\pi G)^2}{V\lambda^4}\,d_{\alpha\beta}, \qquad (3)$$

где $d\Omega$ — элемент телесного угла, V — объем образца.

Тензор $d_{\alpha\beta} = \langle d_\alpha d_\beta\rangle$, определяющий поляризационные свойства рассеянного излучения, зависит от единичных векторов $\boldsymbol{\beta}$, $\mathbf{n}$, $\mathbf{p}$, параметра $K = \frac{G_e - G_m}{G_e + G_m}$ и от компонент тензора

$$\mathfrak{M}_{\gamma\delta}(\mathbf{q}) = \iint d^3r\,d^3r'\,\langle m_\gamma(\mathbf{r})\,m_\delta(\mathbf{r}')\rangle\exp[i\mathbf{q}(\mathbf{r} - \mathbf{r}')], \qquad (4)$$

зависящего от свойств ансамбля доменных структур; $\langle\ldots\rangle$ означает усреднение по этому ансамблю. Из определения (4) следует, что тензор $\mathfrak{M}_{\gamma\delta}$ эрмитов, т. е. имеет 9 независимых компонент.

Однако при специальном выборе геометрии эксперимента число независимых компонент $\mathfrak{M}_{\gamma\delta}$ можно уменьшить до $1 \div 3$. При этом мы исходим из естественного предположения: если кристалл обладает элементом симметрии $\hat{g}$, то для каждой доменной структуры $\mathbf{m}(\mathbf{r})$ в ансамбле найдется структура $\mathbf{m}'(\mathbf{r})$, полученная из $\mathbf{m}(\mathbf{r})$ операцией $\hat{g}$

$$\mathbf{m}'(\mathbf{r}) = \pm\hat{g}\mathbf{m}(\hat{g}\mathbf{r}).$$

Здесь $(\hat{g}\mathbf{r})_\alpha = g_{\alpha\beta}r_\beta$, $g_{\alpha\beta}$ — матрица векторного представления операции $\hat{g}$, знак минус выбирается для элементов симметрии, включающих инверсию. Из этого предположения и определения (4) следует

$$\mathfrak{M}_{\gamma\delta}(\mathbf{q}) = g_{\gamma\gamma'}g_{\delta\delta'}\mathfrak{M}_{\gamma'\delta'}(\hat{g}\mathbf{q}),$$

что уменьшает число независимых компонент $\mathfrak{M}_{\gamma\delta}$, если $\hat{g}\mathbf{q} = \pm\mathbf{q}$. Такими операциями могут быть повороты вокруг $\mathbf{q}$, отражения в плоскостях, перпендикулярных и параллельных $\mathbf{q}$. Если симметрия кристалла включает инверсию, то $\mathfrak{M}_{\gamma\delta}$ вещественно, поэтому и $d_{\alpha\beta}$ — вещественно, если падающий свет поляризован линейно. Это означает [7], что в кристаллах с центром инверсии рассеянный доменами свет не содержит циркулярно поляризованной компоненты.

В одноосных кристаллах C_3, C_4, C_6, D_3, D_4 и D_6 классов при $q \parallel \mathbf{z}_0$ ($\mathbf{z}_0$ — оптическая ось) $\mathfrak{M}_{\gamma\gamma}$ имеет 3 независимые компоненты: $\mathfrak{M}_{zz} = \mathfrak{M}_{\parallel}$, $\mathfrak{M}_{xx} = \mathfrak{M}_{yy} = \mathfrak{M}_{\perp}$, $\mathfrak{M}_{xy} = -\mathfrak{M}_{yx}$ ($\mathfrak{M}_{\parallel}$, $\mathfrak{M}_{\perp}$ — вещественно, $\mathfrak{M}_{xy}$ — мнимое). В остальных 13 классах одноосных кристаллов, кроме того, $\mathfrak{M}_{xy} = \mathfrak{M}_{yx} = 0$. Эти же две независимые компоненты ($\mathfrak{M}_{\perp}$, $\mathfrak{M}_{\parallel}$) тензор $\mathfrak{M}_{\gamma\delta}$ имеет в кубических кристаллах T_h, T_d, O_h, когда $\mathbf{q} \parallel C_3$, в T_d кристаллах при $\mathbf{q} \parallel S_4$ и в O_h при $\mathbf{q} \parallel C_4$. Ограничиваясь случаем двух независимых компонент, мы, кроме того, будем считать, что рассеяние происходит под прямым углом ($\mathbf{p} \perp \mathbf{n}$, $\mathbf{q} = k(\mathbf{n} - \mathbf{p}) \parallel \mathbf{z}_0$). При этом в системе координат O', где $x' \parallel [\mathbf{pn}]$, $y' \parallel \mathbf{p}$, $\mathbf{z}' \parallel \mathbf{n}$, тензор $d_{\alpha\beta}$ имеет вид

$$\left.\begin{aligned} d_+ &= \frac{d_{x'x'} + d_{y'y'}}{2} = \frac{1}{16}\{\mathfrak{M}_{\perp}(K^2 + 2K\cos 2\varphi + 5] + 4\mathfrak{M}_{\parallel}K^2\}, \\ d_- &= \frac{d_{x'x'} - d_{y'y'}}{2} = \frac{1}{16}\{\mathfrak{M}_{\perp}[(3 - K^2)\cos 2\varphi - 2K] + \\ &\qquad + 4\mathfrak{M}_{\parallel}K^2\cos 2\varphi\}, \\ d &= d_{x'y'} = d_{y'x'} = \frac{\sin 2\varphi}{8}[\mathfrak{M}_{\perp}(K^2 + 1) - 2\mathfrak{M}_{\parallel}K^2\}, \end{aligned}\right\} \tag{5}$$

где φ — угол между $[\mathbf{np}]$ и вектором поляризации падающего света. Такой вид тензора $d_{\alpha\beta}$ означает [7], что рассеянный свет состоит из двух некогерентных, линейно поляризованных вдоль γ_+ и γ_- ($\gamma_+ \perp \gamma_-$) волн с интенсивностями I_+ и I_-, причем

$$I_{\pm} = a\left(d_+ \pm \sqrt{d_-^2 + d^2}\right); \quad 2\cos^2\psi_{\pm} = 1 \pm \frac{d_-}{\sqrt{d_-^2 + d^2}}, \tag{6}$$

где a — коэффициент пропорциональности, не зависящий от φ, а $\psi_{\pm}$ — угол между $\gamma_{\pm}$ и $[\mathbf{np}]$. В одноосном ферромагнетике типа «легкая плоскость» $\mathfrak{M}_{\parallel} = 0$, $\mathfrak{M}_{\perp} \neq 0$ и рассеянный свет частично деполяризован. В ферромагнетике типа «легкая ось», рассмотрением которого в дальнейшем мы и ограничимся, $\mathfrak{M}_{\perp} = 0$, $\mathfrak{M}_{\parallel} \neq 0$, при этом $I_+ = a\mathfrak{M}_{\parallel}\frac{K^2}{2}$, $I_- = 0$, $\psi_+ = \psi$, т. е. рассеянный свет поляризован линейно, а его интенсивность не зависит от направления поляризации падающего света. Тот факт, что свет, рассеянный доменами одноосного ферромагнетика типа «легкая ось», поляризован линейно, не является следствием геометрии опыта, а носит общий характер. Он следует из того, что вектор $\mathbf{m}(\mathbf{r})$ можно представить в виде $\mathbf{m}(\mathbf{r}) = \mathbf{z}_0\mu(\mathbf{r})$. Направление поляризации $\boldsymbol{\alpha} = \frac{\mathbf{d}}{|\mathbf{d}|} = \frac{\mathbf{b}}{|\mathbf{b}|}$ не зависит от конкретных свойств доменной структуры

$$\mathbf{b} = \frac{G_e}{G}[\mathbf{n}[\mathbf{n}[\mathbf{z}_0\boldsymbol{\beta}]]] + \frac{G_m}{G}[\mathbf{n}[\mathbf{z}_0[\mathbf{p}\boldsymbol{\beta}]]], \tag{7}$$

а определяется только геометрией эксперимента и отношением $\frac{G_e}{G_m}$. Выражение для $\mathbf{b}$ упрощается, если падающий свет распространяется по оси анизотропии ($\mathbf{p} \parallel \mathbf{z}_0$). В этом случае

$$\mathbf{b} = \frac{G_e}{G}(\boldsymbol{\beta}\mathbf{n})[\mathbf{n}\mathbf{z}_0] + \left(\frac{G_e}{G}(\mathbf{z}_0\mathbf{n}) + \frac{G_m}{G}\right)[\mathbf{n}\boldsymbol{\beta}]. \tag{8}$$

Используя (2), получим выражение для дифференциального коэффициента экстинкции [7]

$$\frac{dh}{d\Omega} = \mathrm{Sp}\,\frac{dh_{\alpha\beta}}{d\Omega} = \frac{(2\pi G)^2|b|^2}{\lambda^4 V}\mathfrak{M}_{\parallel}(\mathbf{q}), \tag{9}$$

где

$$\mathfrak{M}_{\parallel}(\mathbf{q}) = \iint d^3r\,d^3r'\mu(\mathbf{r})\mu(\mathbf{r}')\exp[-i\mathbf{q}(\mathbf{r} - \mathbf{r}')]. \tag{10}$$

Если $\mathbf{p} \parallel \mathbf{z}_0$, то в силу аксиальной симметрии задачи $\mathfrak{M}_{\parallel}(\mathbf{q})$ не будет зависеть от ξ — угла между проекциями на плоскость, перпендикулярную $\mathbf{z}_0$, векторов β и $\mathbf{n}$, и вся зависимость $\frac{dh}{d\Omega}$ от ξ определится зависимостью от ξ: $|\mathbf{b}|^2 = \cos^2\xi + (\mathbf{z}_0\mathbf{n})^2 \sin^2\xi$ (при $\mathbf{p} \parallel \mathbf{z}_0$).

2. Угловые характеристики дифракции света на доменах

Для того чтобы получить зависимость дифференциального коэффициента экстинкции (9), (10) от углов ϑ и φ, характеризующих дифракцию ($d\Omega = \sin\vartheta d\vartheta d\varphi$), необходимо выбрать конкретную модель доменной структуры.

Наиболее простая доменная структура одноосного ферромагнетика типа «легкая ось» описывается семейством равноудаленных параллельных плоскостей — 180°-доменных границ. В реальном образце вследствие различного рода неоднородностей этот идеальный порядок будет нарушен, и вид дифракционной картины зависит от того, каким образом это происходит.

Предположим вначале, что нарушение порядка происходит скачком, т. е. доменная структура в образце разбивается на блоки с размерами l_z вдоль оси анизотропии $\mathbf{z}_0$, $l_\perp$ — в направлении, перпендикулярном плоскости доменных границ, и $l_\parallel$ — вдоль плоскости доменных границ. Предположим здесь, что внутри каждого блока доменная структура идеальна (Δ — толщина доменов), намагниченность во всех блоках направлена вдоль $\mathbf{z}_0$, а нормали к плоскости доменных границ блоков ориентированы произвольно в плоскости, перпендикулярной $\mathbf{z}_0$. Тогда с точностью до несущественного множителя порядка единицы из (10) получаем

$$\mathfrak{M}_{\parallel} \simeq \frac{V}{q_\perp^3 \Delta} \frac{\cos^2 (l_\perp + \Delta) \frac{q_\perp}{2}}{\cos^2 \frac{q_\perp \Delta}{2}} \frac{\sin^2 l_z q_z}{l_z q_z^2}. \tag{11}$$

Здесь $\mathbf{q}_z = (\mathbf{q}\mathbf{z}_0)\mathbf{z}_0$, а $\mathbf{q}_\perp = \mathbf{q} - \mathbf{q}_z$.

Предполагалось, что $l_\parallel^2 \gg l_\perp \Delta$. Учет разброса в размерах блоков $l_\parallel$, $l_\perp$, l_z приведет к несущественному изменению формулы (11), имеющей вследствие грубости использованной модели лишь оценочный характер.

Рассмотрим теперь качественно другую модель доменной структуры, в которой нарушение порядка происходит не скачком, а постепенно. Для удобства ее описания разобьем доменные стенки на площадки с размерами Λ_z вдоль оси z_0 и $\Lambda_\parallel$ в перпендикулярном направлении. Введем дискретные переменные: X_{mnp} — x-координата площадки, принадлежащей доменной стенке с номером m, причем y- и z-координаты этой площадки равны $n\mathbf{\Lambda}_\parallel$ и $p\mathbf{\Lambda}_z$ соответственно. Предположим, что среднее по ансамблю $\langle X_{mnp}\rangle$ равно $m\Delta$, где Δ — средняя толщина доменов. Величины $\lambda_{mnp} = K_{mnp} - \langle X_{mnp}\rangle$ будут описывать отклонение доменной структуры от идеальной. При этом из (10) получается

$$\mathfrak{M}_{\parallel} = \left(\frac{\Lambda_\parallel \Lambda_z}{2q_\perp}\right)^2 \sum_{m,\,n,\,p} \sum_{m',\,n',\,p'} \langle \exp [iq_\perp (\lambda_{mnp} - \lambda_{m'n'p'})]\rangle \times$$
$$\times \exp i \{(q_\perp \Delta + \pi)(m - m') + q_\parallel \Lambda_\parallel (n - n') + q_z \Lambda_z (p - p')\}. \tag{12}$$

Если предположить, что случайные величины λ_{mnp} можно представить в виде линейной комбинации независимых случайных величин, распределенных по Гауссу, то соотношение (12) упрощается, так как тогда

$$\langle \exp [iq_\perp (\lambda_{mnp} - \lambda_{m'n'p'})]\rangle = \exp [-q_\perp^2 \langle (\lambda_{mnp} - \lambda_{m'n'p'})^2\rangle]. \tag{13}$$

Очевидно, что среднее по ансамблю $\langle(\lambda_{mnp}-\lambda_{m'n'p'})^2\rangle$ является возрастающей функцией разностей $|m-m'|$, $|n-n'|$ и $|p-p'|$. Рассмотрим вначале одномерный случай, когда X_{mnp} не зависит от n и p, т. е. доменные стенки плоские. Если толщины доменов являются независимыми случайными величинами, распределенными по Гауссу вокруг Δ с дисперсией δ ($\langle(\Delta_m-\Delta)^2\rangle=\delta^2$), то

$$\langle(\lambda_{mnp}-\lambda_{m'n'p'})^2\rangle=|m-m'|\,\delta^2.$$

По аналогии с этим соотношением предположим, что в трехмерном случае

$$\langle(\lambda_{mnp}-\lambda_{m'n'p'})^2\rangle=|m-m'|\,\delta_\perp^2+|n-n'|\,\delta_\parallel^2+|p-p'|\,\delta_z^2. \tag{14}$$

Обозначив через $\bar{l}_z$, $\bar{l}_\parallel$ и $\bar{l}_\perp$ длины корреляции доменной структуры $\bar{l}_z=\Lambda_z\left(\frac{\Delta}{\delta_z}\right)^2$, $\bar{l}_\parallel=\Lambda_\parallel\left(\frac{\Delta}{\delta_\parallel}\right)^2$, $\bar{l}_\perp=\Delta\left(\frac{\Delta}{\delta_\perp}\right)^2$ и используя соотношения (13), (14), вычислим по (12) $\mathfrak{M}_\parallel(q)$, считая, что $\bar{l}_z$, $\bar{l}_\parallel$ и $\bar{l}_\perp$ меньше, чем характерные размеры образца. Усредняя полученное выражение по всевозможным направлениям нормали к доменным границам в плоскости, перпендикулярной оси $\mathbf{z}_0$, и переходя к пределу $\Lambda_\parallel=0$, $\Lambda_z\to 0$, так что $\bar{l}_\parallel$ и $\bar{l}_z$ остаются постоянными, получим

$$\mathfrak{M}_\parallel=\frac{V}{q_\perp^3\,\Delta}\,\frac{4\,\mathrm{ch}\,\varphi\,\mathrm{sh}\,\varphi}{\mathrm{sh}^2\varphi+\cos^2\dfrac{q_\perp\Delta}{2}}\,\frac{\varkappa_z}{\varkappa_z^2+q^2}, \tag{15}$$

где

$$\varphi=(q_\perp\Delta)^2\frac{\Delta}{2\bar{l}_\perp},\quad \varkappa_z=(q_\perp\Delta)^2\frac{1}{\bar{l}_z}.$$

Предполагалось, что $\bar{l}_\parallel^2\gg\bar{l}_\perp\Delta$.

Таким образом, дифракционная картина при нормальном ($\mathbf{p}\parallel\mathbf{z}_0$) падении света на образец с «совершенной» доменной структурой ($\bar{l}_\perp\gg\Delta$) представляет систему концентрических дифракционных колец, причем угол дифракции ϑ_n определяется соотношением $\sin\vartheta_n=\frac{\lambda}{\Delta}\left(n-\frac{1}{2}\right)$, а отношение кольца r_n к его радиусу R_n зависит от того, каким образом происходит нарушение порядка в доменной структуре. При скачкообразном нарушении порядка $\frac{r_n}{R_n}\simeq\pi\frac{\Delta}{\bar{l}_\perp}\frac{1}{(2n-1)}$ (см. (11)). Если же нарушение порядка происходит постепенно, то $\frac{r_n}{R_n}\simeq\pi\frac{\Delta}{\bar{l}_\perp}(2n-1)$ (см. (15)). Такое качественное различие зависимостей ширины дифракционного кольца от его номера позволит из сравнения теории с экспериментом установить, какая из рассмотренных моделей лучше описывает нарушение дальнего порядка в реальной доменной структуре.

Интегральная интенсивность n-кольца убывает приблизительно как $\frac{1}{(2n-1)^3}$ в обоих случаях.

В работе [8] наблюдался диффузный фон рассеяния с одним широким максимумом. Это означает (см. (11), (15)), что в этом эксперименте $\bar{l}_\perp\sim\Delta$.

В заключение, пользуясь (11), (15) и (10), оценим величину коэффициента экстинции h.

При дифракции на большие углы, когда $\lambda\simeq\Delta$,

$$h\lambda\simeq(2\pi G)^2\begin{cases}\dfrac{\Delta^2}{\lambda l_z}, & \lambda l_z\gg\Delta^2;\\ 1, & \lambda l_z\simeq\Delta^2;\\ \dfrac{\lambda l_z}{\Delta^2}, & \lambda l_z\ll\Delta^2.\end{cases} \tag{16}$$

При дифракции на малые углы ($\lambda \ll \Delta$) оценку (16) необходимо во всех трех случаях увеличить в $\left(\frac{\Delta}{\lambda}\right)^3$ раза. При $2\pi G \sim 3 \cdot 10^{-5} \div 3 \cdot 10^{-3}$ и $\lambda \sim 10^{-4}$ см величина $h \simeq \frac{(2\pi G^2)}{\lambda} \sim 10^{-1} \div 10^{-5}$, что соответствует возможности визуального наблюдения дифракции света на доменах [6].

Выражаю признательность А. И. Ансельму, В. Л. Гуревичу и Г. М. Недлину за плодотворное обсуждение работы и полезные советы.

Литература

[1] Ф. Г. Басс, М. И. Каганов. ЖЭТФ, *37*, 1390, 1959.
[2] R. I. Elliott, R. London. Phys. Rev. Lett., *3*, 189, 1963.
[3] И. А. Ахиезер, Ю. В. Болотин. ЖЭТФ, *53*, 276, 1967.
[4] R. A. Fleyru, S. P. S. Porto, L. E. Cheesman. H. J. Guggenheim. Phys. Rev. Lett., *17*, 84, 1966.
[5] В. С. Львов. ЖЭТФ, *53*, 163, 1967.
[6] J. F. Dillon Jr., J. P. Remeika. J. Appl. Phys., *34*, 637, 1963.
[7] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред, гл. 14. ГИФМЛ, М. 1959.
[8] J.C. Suits. J. Appl. Phys., *38*, 1498, 1967.

Институт полупроводников
АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
31 октября 1967 г.