

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

имени М.В.ЛОМОНОСОВА

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

ЗАДАЧА

ЛИНЕЙНЫЕ МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ В
ОТРАЖЕННОМ СВЕТЕ

СПЕЦПРАКТИКУМ КАФЕДРЫ МАГНЕТИЗМА

МОСКВА

Для студентов специализации Наносистемы и наноустройства.

ЛИНЕЙНЫЕ МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ В ОТРАЖЕННОМ СВЕТЕ

Исследуются экваториальный и меридиональный эффекты Керра, наблюдающиеся при отражении света от ферромагнитного зеркала.

1. ВВЕДЕНИЕ. МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ

Намагниченный ферромагнетик¹⁾, как и слабомагнитное вещество, помещенный во внешнее магнитное поле, обнаруживает свойство двойного магнитного лучепреломления света²⁾, что приводит к появлению различных магнитооптических эффектов в проходящем и отраженном свете³⁾. Однако взаимодействие света с намагниченными ферромагнетиками отличается целым рядом особенностей, так как двойное лучепреломление ферромагнетика возникает не в результате расщепления энергетических уровней электронов внешним магнитным полем, как в слабомагнитных веществах, а благодаря спонтанной намагниченности ферромагнетика.

Таким образом, магнитооптика ферромагнетиков определяется внутренними эффективными полями (обменным, спин-орбитальным, спин-орбитально-обменным), действующими в отдельных доменах ферромагнетика, а роль внешнего магнитного поля сводится к техническому намагничиванию ферромагнетика - ориентации векторов намагниченности отдельных доменов в одном направлении. Отсюда следует, что изучение магнитооптических явлений в ферромагнетиках может служить средством углубления представлений о природе ферромагнетизма металлов, полупроводников и диэлектриков.

Если для оценки собственных частот электронных переходов воспользоваться значениями обменной, спин-орбитальной, внутрикристаллической энергии в ферромагнетиках, а также значениями интервалов между энергетическими зонами и подзонами внешних электронов в ферромагнетиках, то окажется, что все эти частоты попадают как раз в оптическую область спектра⁴⁾. Поэтому, изучая специфические изменения интенсивности и поляризации света при его взаимодействии с намагниченным ферромагнетиком в зависимости от частоты света, можно обнаружить резонансные эффекты, обусловленные указанными видами энергетических взаимодействий, играющими важную роль в физике твердого тела. Изучение таких резонансов, которые можно назвать магнитооптическими, дает прямую информацию об энергетическом спектре электронов в ферромагнитном кристалле.

В настоящее время каждая крупная лаборатория, связанная с исследованием или технологией получения тонких магнитных пленок, а также с изучением доменной структуры ферромагнетиков, оснащена магнитооптической установкой того или иного типа. Принцип действия этих установок основан на том, что все основные магнитооптические эффекты связаны с намагниченностью того участка ферромагнетика, с которым взаимодействует отраженный или проходящий луч света. Это приводит к возможности визуального исследования доменной структуры ферромагнетика, т.е. наблюдения участков с различными ориентациями вектора спонтанной намагниченности (I_s), как в проходящем, так и в отраженном свете. Если измерять интегральные магнитооптические эффекты фотоэлектрическим методом, то мы получим значения эффектов, пропорциональные разности площадей доменов, намагниченных вправо и влево, т.е. значения, пропорциональные намагниченности засвеченного участка ферромагнетика. Преимущество магнитооптических методов наблюдения доменной структуры ферромагнетиков перед классическим методом порошковых фигур состоит в практической безынерционности, более высоком пространственном разрешении, а также в возможности измерений при различных температурах. Магнитооптический метод измерений магнитных характеристик ферромагнетика, например, кривой намагничивания, петель гистерезиса, коэрцитивной силы и т.д., широко используется при исследовании

тонких ферромагнитных металлических и диэлектрических пленок. Этот метод позволяет также проводить измерения магнитных характеристик на микро участках поверхности ферромагнетика площадью порядка 1 мкм^2 , т.е. изучать отдельные структурные элементы ферромагнетика - отдельный домен, доменную границу, микроскопические включения инородной фазы и т.д.

Важное направление использования магнитооптических эффектов в технике - создание управляющих ферромагнитных элементов для лазерных устройств, с помощью которых можно менять интенсивность, фазу и поляризацию светового пучка. Известно, что аналогичные управляющие ферритовые элементы для диапазона СВЧ стоят вне конкуренции и широко используются, но проблема разработки оптически прозрачных ферромагнитных материалов пока не решена. Однако некоторые обнадеживающие результаты уже получены. Монокристаллы иттриевого феррита-граната в инфракрасном диапазоне, а также висмут-содержащие ферриты-гранаты, ортоферриты и некоторые соединения европия в видимом диапазоне вращают плоскость поляризации света на 100-1000 градусов при относительно слабом поглощении.

2. ФИЗИКА МАГНИТООПТИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ

Как будет показано в п.4, формально можно учесть магнитооптические свойства среды, вводя недиагональные компоненты тензора диэлектрической: $\epsilon_{xy} = -\epsilon_{yx} = \epsilon M$, или магнитной проницаемости: $\mu_{xy} = -\mu_{yx} = \mu M'$, где M , M' - безразмерные комплексные магнитооптические параметры. Физические причины, обуславливающие отличие от нуля ϵ_{xy} или μ_{xy} , т.е. двойное магнитное лучепреломление среды, могут быть самыми различными. Рассмотрим основные механизмы, приводящие к магнитооптическим явлениям в ферромагнетиках.

2.1. Движение носителей тока

Простейшей причиной возникновения недиагональной компоненты электропроводности, а следовательно, и диэлектрической проницаемости на оптических частотах, является появление в металле тока Холла. При наложении магнитного поля на носители тока действует сила Лоренца перпендикулярная к направлению их движения, что приводит к появлению поперечной холловской составляющей тока. В ферромагнитных металлах, как правило, действует указанный механизм тока Холла. Недавние работы по квантовой теории кинетических явлений в ферромагнетиках показали, что так называемый ферромагнитный или аномальный эффект Холла появляется благодаря асимметричному рассеянию носителей за счет ориентированных магнитных моментов, т.е. спонтанной намагниченности в ферромагнетиках. Магнитооптические эффекты, обусловленные движением носителей, могут использоваться для получения информации о поверхности Ферми ферромагнитных металлов.

2.2. Межзонные электронные переходы

При увеличении частоты электромагнитных колебаний все более существенную роль начинает играть внутренний фотоэффект в металлах - межзонные электронные переходы. Механизм появления магнитооптических эффектов легко пояснить, обратившись к атомному эффекту Зеемана. Расщепление электронных энергетических уровней невзаимодействующих атомов или ионов на зеемановские подуровни и учет правил отбора приводят к тому, что на частоте, соответствующей переходу с некоторого возбужденного уровня, при известной ориентации и напряженности магнитного поля в заданном направлении будет излучаться свет определенной поляризации. Наоборот, если систему атомов освещать светом от постороннего источника в присутствии магнитного поля, то эта система окажется

двупреломляющей, поскольку ее поляризуемость, а следовательно, коэффициенты преломления и поглощения будут разными для света с различной поляризацией. Можно сказать, что в данном случае магнитооптические эффекты являются следствием обратного эффекта Зеемана. В некоторых простых случаях магнитооптические эффекты в ферромагнетиках можно связать с электронными переходами примерно таким же образом. Например в ферромагнитных кристаллах с редкоземельными ионами, состояния 4f-оболочки которых благодаря хорошей экранировке соответствует дискретным уровням, можно рассматривать зеемановские подуровни, соответствующие различным ориентациям магнитного момента иона. При этом следует иметь в виду, что положение этих подуровней будет определяться не внешним магнитным полем, а внутренним обменным полем ферромагнетика, так называемым полем Вейсса.

В ферромагнитных металлах ситуация еще более усложняется, но некоторую аналогию с простейшим случаем обратного Зееман-эффекта можно усмотреть и здесь. Если рассматривать энергетические зоны металла как уширенные локализованные энергетические уровни изолированных атомов, то в ферромагнитном металле атомным зеемановским подуровням будут соответствовать подзоны правых и левых спинов, смещенные внутренним обменным полем. Интенсивность межзонных электронных переходов из занятых состояний в вакантные при учете спин-орбитального взаимодействия будет неодинаковой для света с разной поляризацией, что и приводит к магнитооптическим явлениям.

Из сказанного ясно, что изучение магнитооптических эффектов, связанными с электронными переходами, может служить таким же эффективным средством получения информации об энергетическом спектре электронов в ферромагнетиках, как и эффект Зеемана при идентификации электронных энергетических уровней в изолированных и квазиизолированных атомах и ионах.

2.3. Прецессия вектора спонтанной ферромагнетика на оптических частотах

Известно, что вектор намагниченности ферромагнетика, как и магнитный момент изолированного атома, под действием переменного поперечного магнитного поля прецессирует около положения равновесия. Амплитуда вынужденной прецессии при данной частоте переменного поля определяет магнитную восприимчивость ферромагнетика, которая достигает максимума при совпадении частоты переменного поля с собственной частотой прецессии (явление ферромагнитного резонанса). Амплитуда вынужденной прецессии зависит от поляризации электромагнитной волны, что приводит, в общем случае, к двойному магнитному лучепреломлению, а на оптических частотах - к магнитооптическим эффектам. Характерная особенность этого механизма двойного магнитного лучепреломления в отличие от механизмов, обсуждаемых в п.п.2.1, 2.2, состоит в том, что в данном случае мы имеем дело не с влиянием намагниченности на движение электрического заряда, а непосредственно с намагничиванием ферромагнетика магнитным полем электромагнитной волны. В диапазоне СВЧ этот механизм играет главную роль, а на оптических частотах он, как правило, дает пренебрежимо малый вклад. Однако в областях прозрачности ферромагнетика в оптической области спектра, где вклад электрических дипольных переходов мал, указанный механизм может играть основную роль. Так, в ферритах-гранатах в ближней инфракрасной области спектра эффект Фарадея (α_F) практически полностью определяется прецессией вектора спонтанной намагниченности и из значений α_F можно рассчитать магнитную восприимчивость ферромагнетика на оптических частотах.

2.4. Взаимодействие "спин-чужая орбита"

Недавно был установлен новый механизм магнитооптической активности магнитоупорядоченных кристаллов. Этот механизм действует в слабых ферромагнетиках. Слабыми ферромагнетиками называют антиферромагнитные кристаллы, в которых магнитные моменты двух подрешеток (двух - в простейшем случае) не полностью скомпенсированы из-за того, что магнитные моменты подрешеток направлены не точно в противоположные стороны, а слегка повернуты навстречу друг к другу. К ним относятся гематит ($\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$), ортоферрит иттрия (YFeO_3), борат железа (FeBO_3) и др. Особенностью слабых ферромагнетиков является то, что намагниченность в них на 1-3 порядка меньше, чем в ферро- и ферримангнетиках, а магнитооптические эффекты в тех и других совпадают по порядку величины. Например, намагниченность гематита в тысячу раз меньше суммарной намагниченности его железных подрешеток, а величина эффектов Керра такая же, как в чистом железе.

Взаимодействие "спин-чужая орбита" в указанных слабых ферромагнетиках возникает в результате совместного действия спин-орбитального взаимодействия в ионах железа и косвенного обменного взаимодействия между ионами железа. Это взаимодействие является парным, поскольку определяется электронными переходами в паре взаимодействующих магнитных ионов. Следовательно, взаимодействие "спин-чужая орбита" обусловлено антисимметричным парным обменно-релятивистским взаимодействием в магнитных ионах, поскольку при перестановке двух магнитных ионов взаимодействие "спин-чужая орбита" меняет знак, а взаимодействие спин-орбитальное взаимодействие имеет релятивистскую природу. Отметим, что механизм магнитооптической активности, указанный в п.2.2, обусловлен взаимодействием спина магнитного атома с орбитальным моментом того же атома, а механизм "спин-чужая орбита" обусловлен взаимодействием спина одного магнитного иона с орбитальным моментом другого магнитного иона.

3. КЛАССИФИКАЦИЯ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ

Магнитооптические эффекты обнаруживаются либо при прохождении света через ферромагнетик, либо при отражении света от ферромагнитного зеркала. В первом случае можно наблюдать эффект Фарадея и эффект двойного магнитного лучепреломления для линейно поляризованного света (эффект Фохта).

Эффект Фарадея состоит в том, что при намагничивании образца вдоль распространения луча света наблюдается вращение плоскости поляризации и появление эллиптичности у линейно поляризованного света. Этот эффект обусловлен различием комплексных показателей преломления света для двух компонент света с круговой поляризацией, на которые можно разложить линейно поляризованный свет, т.е. двойным круговым магнитным лучепреломлением.

Эффект двойного линейного магнитного лучепреломления (эффект Фохта) состоит в том, что при намагничивании образца перпендикулярно распространению света комплексные показатели преломления для обыкновенного и необыкновенного луча различны. Электрический вектор обыкновенного луча параллелен вектору намагниченности образца, необыкновенного - перпендикулярен к нему.

Ряд магнитооптических эффектов наблюдается в отраженном свете. В 1976 г. Керр впервые наблюдал вращение плоскости поляризации света, отраженного от намагниченного ферромагнетика. В зависимости от взаимного расположения вектора намагниченности, плоскости ферромагнитного зеркала и плоскости поляризации света различают полярное, меридиональное и экваториальное намагничивание образца (рис. 1а, 1б и 1в) и, соответственно, полярный (ПЭК), меридиональный (МЭК) и экваториальный (ЭЭК) эффекты Керра. Система координат выбирается так, что ось Z всегда направлена вдоль намагниченности образца. Полярный и меридиональный эффекты Керра состоят в повороте плоскости поляризации и появлении эллиптичности отраженного света при

намагничивании кристалла. Экваториальный эффект Керра состоит в изменении интенсивности и сдвиге фазы р-компоненты света, отраженного от ферромагнетика при его намагничивании. Р-компонентой падающего света называют его составляющую, у которой электрический вектор световой волны параллелен плоскости падения, s-компонентой - составляющую, у которой электрический вектор перпендикулярен плоскости падения. Буквами А и R обозначают амплитуды электрического вектора падающей и отраженной световых волн. Индексом р обозначается составляющая электрического вектора световой волны параллельная плоскости падения света, а индексом s - составляющая перпендикулярная этой плоскости.

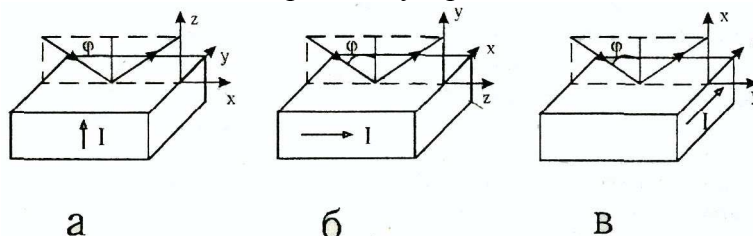


Рис.1. Взаимное расположение вектора намагниченности, плоскости зеркала и плоскости падения света в случае полярного (а), меридионального б) и экваториального (в) эффектов Керра.

Недавно на кафедре магнетизма физического факультета МГУ были открыты два новых линейных по намагниченности магнитооптических эффекта в отраженном свете. Они наблюдаются при полярном и меридиональном намагничивании образца. Схема наблюдения этих эффектов показана на рис.2.

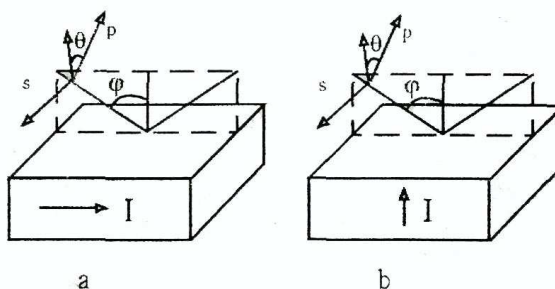


Рис.2. Способы наблюдения меридионального (а) и полярного (б) интенсивностных магнитооптических эффектов.

Эффекты наблюдаются только в том случае, когда плоскость поляризации падающего света отличается от р- и s- поляризаций, т.е. в случае, когда угол θ на рис.2 отличен от нуля и от 90° . Эти эффекты получили название полярный (ПИЭ) и меридиональный (МИЭ) интенсивностные эффекты и состоят они в том, что при полярном и меридиональном намагничивании образца изменяется интенсивность отраженного света.

На кафедре магнетизма обнаружен также квадратичный по намагниченности магнитооптический эффект в отраженном свете, обусловленный двойным магнитным лучепреломлением линейно поляризованного света. Эффект получил название ориентационного магнитооптического эффекта (ОМЭ). Он наблюдается в том случае, когда намагниченность образца параллельна плоскости ферромагнитного зеркала, и состоит в том, что интенсивность отраженного света отличается в случаях, когда вектор намагниченности параллелен и перпендикулярен плоскости, в которой колеблется электрический вектор световой волны.

4. ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ

Линейные магнитооптические эффекты наблюдаются в гиротропной среде, т.е. среде, диэлектрическая или магнитная проницаемость которой представляет собой антисимметричный тензор определенного вида. Так, среда гиромагнитна, если ее магнитная проницаемость описывается в общем случае тензором

$$[\mu] = \begin{pmatrix} \mu & -i\mu M' & 0 \\ i\mu M' & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_0 \end{pmatrix} \quad (1)$$

где $M' = M'_1 - iM'_2$ - комплексный магнитооптический параметр, который определяет значения всех линейных магнитооптических эффектов. На оптических частотах $\mu \approx \mu_0 \approx 1$. Среда называется гироэлектрической, если аналогичный вид имеет тензор диэлектрической проницаемости:

$$[\varepsilon] = \begin{pmatrix} \varepsilon & -i\varepsilon M & 0 \\ i\varepsilon M & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_0 \end{pmatrix} \quad (2)$$

где $\varepsilon \approx \varepsilon_0 = \varepsilon_1 - \varepsilon_2$, $M = M_1 - iM_2$. Легко понять физическую причину появления магнитооптических эффектов, например, в среде с магнитной проницаемостью, описываемой тензором (1). Наличие недиагонального члена во второй строке означает, что $B_y = i\mu M' H_x + \mu H_y$ (где B_y - компонента магнитной индукции среды параллельная оси Y), т.е. переменное магнитное поле, приложенное вдоль оси X, вызывает появление намагниченности не только вдоль оси X, но и вдоль оси Y, так как вектор намагниченности прецессирует около положения равновесия. Поперечная слагающая намагниченности вызывает появление отраженного света с перпендикулярной поляризацией относительно поляризации падающего света и, следовательно, вращение плоскости поляризации. Эффективные показатели преломления для компонент света с правой и левой круговой поляризацией при эффекте Фарадея различаются потому, что направление вращения для одной из круговых компонент совпадает с направлением прецессии вектора намагниченности, а для другой - противоположно ему.

Для того, чтобы получить формулы для различных магнитооптических эффектов, нужно решить уравнения Максвелла

$$\begin{aligned} (1/c)\partial B/\partial t &= -rotE, & D &= [\varepsilon]E, \\ (1/c)\partial D/\partial t &= rotH, & B &= [\mu]H, \\ divB &= 0, \\ divD &= 0, \end{aligned} \quad (3)$$

где тензоры $[\mu]$ и $[\varepsilon]$ определяются формулами (1) и (2). Решения этих уравнений позволяют объяснить все известные магнитооптические эффекты. В случае отражательных магнитооптических эффектов нужно выполнить также граничные условия для электромагнитных волн на границе воздух-ферромагнетик. А именно, должно выполняться равенство тангенциальных (параллельных границе раздела) составляющих электрического и магнитного поля. Эта задача аналогична хорошо известной из курса оптики задаче Френеля для нахождения амплитуд отраженной и преломленной на границе раздела электромагнитных волн. В качестве примера приведем некоторые результаты решения уравнений (3) для гироэлектрической среды.

Эффект Фарадея обусловлен тем, что показатели преломления для право- и левополяризованных по кругу волн в продольно намагниченной ферромагнитной пластине оказываются различными, т.е.

$$n_{\pm} = n(1 \pm M/2), \quad (4)$$

где n_+ - комплексный показатель преломления для правополяризованной волны, когда ферромагнетик намагничен до насыщения, n_- - то же для левополяризованной волны, n - комплексный показатель преломления для размагниченного ферромагнетика, M - комплексный магнитооптический параметр.

При поперечном намагничивании пластины (эффект Фохта) показатель преломления для обыкновенного луча не зависит от намагниченности: $n_{об} = n$, а для необыкновенного луча определяется формулой

$$n_{необ} = n(1 - M^2). \quad (5)$$

В случае отражения электромагнитной волны от ферромагнитного зеркала теория дает соотношение между амплитудами отраженной и падающей волн R_S и A_S , R_P и A_P , т.е. обобщенные формулы Френеля (определение R_S и A_S , R_P и A_P см. на стр. 8). Формулы различны для трех различных типов намагничивания, показанных на рис.1. При полярном и меридиональном намагничивании ферромагнетика коэффициенты отражения для циркулярных волн, поляризованных по правому и левому кругу, различны, что приводит к вращению плоскости поляризации отраженного света (полярный и меридиональный эффекты Керра). При этом интенсивность отраженного света в первом приближении не зависит от намагниченности образца. Иной результат получается для случая экваториального намагничивания. Оказывается, что намагничивание не влияет на интенсивность отраженной s-компоненты света, т.е. выражение для R_S/A_S определяется обычной формулой Френеля, а выражение для R_P/A_P имеет следующий вид:

$$r_p = R_P / A_P = \frac{n \cos \varphi - \cos \psi}{n \cos \varphi + \cos \psi} - i \frac{2M \sin \varphi \cos \varphi}{(n \cos \varphi + \cos \psi)^2}. \quad (6)$$

Здесь φ и ψ - углы падения и преломления света. Углы падения и преломления отсчитываются в плоскости падения света от нормали к отражающей поверхности. Влияние намагниченности на отражение света при экваториальном намагничивании выражается вторым слагаемым правой части формулы (6). При намагниченности I равной нулю, M также обращается в нуль (поскольку M пропорционален I), и мы получаем обычную формулу Френеля. В эксперименте мы измеряем интенсивность света, а отношение интенсивностей отраженного и падающего света определяется выражением $r-r^*$, где звездочка означает комплексное сопряжение. Влияние величины намагниченности на интенсивность отраженной волны наглядно видно при измерении относительного изменения интенсивности отраженного света

$$\delta = (J - J_0) / J_0,$$

где J , J_0 - интенсивности, отраженного от намагниченного и ненамагниченного образца, соответственно. Расчет приводит к следующему выражению для δ в случае экваториального намагничивания образца (экваториальный эффект Керра):

$$\delta_3 = a\varepsilon_1' + b\varepsilon_2', \quad (7)$$

где

$$a = 2 \sin 2\varphi \frac{A}{A^2 + B^2}, \quad b = 2 \sin 2\varphi \frac{B}{A^2 + B^2},$$

$$A = \varepsilon_2 (2\varepsilon_1 \cos^2 \varphi - 1), \quad B = (\varepsilon_2^2 - \varepsilon_1^2) \cos^2 \varphi + \varepsilon_1 - \sin^2 \varphi.$$

Для недиагональной компоненты тензора $[\varepsilon]$ в выражении (2) здесь введено обозначение $\varepsilon M = \varepsilon' = \varepsilon_1' - i\varepsilon_2'$. (8)

Приведем также выражение для меридионального интенсивностного эффекта ($\delta_{миэ}$)

$$\delta_{миэ} = \sin 2\theta \frac{m}{C - D \cos 2\theta}, \quad (9)$$

где

$$m = |(n^2 - k^2 - 1)| \sin 2\varphi \cos \varphi.$$

Отметим некоторые особенности магнитооптических эффектов в отраженном свете. Из формул (7) и (9) видно, что ЭЭК и МИЭ нечетны относительно угла φ . Они равны нулю при $\varphi = 0$ и 90° и достигают максимума при $\varphi \sim 60-70^\circ$. Особенностью МИЭ является то, что он нечетен также относительно угла θ .

Как видно на примере эффекта Фарадея, ЭЭК и МИЭ для giroэлектрической среды (формулы (4), (7) и (9)), линейные магнитооптические эффекты определяются величиной параметра M и обращаются в нуль при $M = 0$, т.е. при равенстве нулю недиагональных членов в выражении (2).

Линейная зависимость магнитооптического параметра M , а следовательно и всех линейных магнитооптических эффектов, от намагниченности образца позволяет использовать эти эффекты для измерения петель гистерезиса, кривых намагничивания и т.д.

Таким образом, феноменологическая теория связывает между собой различные магнитооптические эффекты с помощью определяемых на опыте характеристик данного ферромагнетика: - параметра M для giroэлектрической среды и параметра M' для giroмагнитной среды. Эксперимент подтверждает, что достаточно определить численное значение магнитооптического параметра путем измерения какого-нибудь магнитооптического эффекта для монохроматического света и тогда все остальные магнитооптические эффекты можно рассчитать по формулам феноменологической теории. Объяснение физической природы магнитооптического параметра, расчет его численного значения для различных ферромагнетиков в разных диапазонах длин волн - задача микроскопической теории, которая пока еще полностью не решена.

5. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Измерительная установка основана на принципе регистрации интенсивности света, отраженного от ферромагнетика при его перемагничивании. Поскольку отражательные магнитооптические эффекты относительно малы ($\delta = 10^{-2}$ и меньше), то измерение этих эффектов обычно проводят модуляционным методом. Для нечетных по намагниченности эффектов чаще всего модулируется, т.е. периодически меняется, знак намагниченности образца. С той же частотой происходит изменение интенсивности отраженного света, которое регистрируется с помощью селективной измерительной системы. Модуляционный метод позволяет поднять чувствительность измерений на несколько порядков по сравнению со статическим методом.

Блок-схема установки приведена на рис.3. Источником света (ИС) служит лампа накаливания, питаемая от стабилизированного источника (аккумулятора). Свет от источника проходит через линзу L_1 и поляризатор P_1 . С помощью линзы свет фокусируется на поверхность ферромагнитного образца (О), закрепленного в зазоре электромагнита (ЭМ). В качестве образца используется пленка из ферромагнитного металла - пермаллоя (пермаллой - магнитомягкий сплав железа и никеля). Отраженный от образца свет проходит через второй поляризатор P_2 и далее с помощью линзы L_2 фокусируется на фотоприемник ФП. В качестве фотоприемника используется германиевый фотодиод. Поляризатор P_2 используется только для измерения поворота плоскости поляризации света в случае меридионального и полярного эффектов Керра. При измерении ЭЭК, МИЭ и ПИЭ анализатор не используется. Ферромагнитный образец перемагничивается с частотой около 80 Гц переменным магнитным полем, создаваемым с помощью электромагнита (ЭМ). Питание электромагнита осуществляется от усилителя мощности (УМ). На усилитель мощности поступает сигнал с генератора звуковой частоты (ГЗ). Амперметром (А) регистрируется ток, проходящий через электромагнит. Переменный сигнал, возбуждаемый светом в фотоприемнике, регистрируется селективным усилителем (СУ) и фазовым детектором (ФД). Опорный сигнал на фазовый детектор подается с генератора.

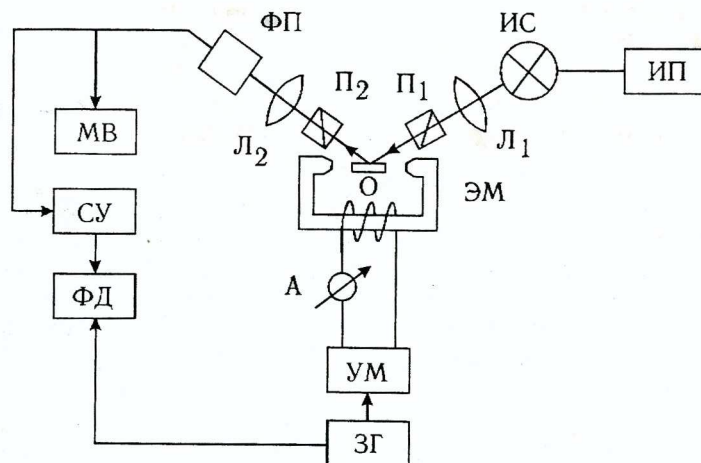


Рис.3. Блок-схема магнитооптической установки. ИС - источник света, ИП - источник питания, Л₁, Л₂ - линзы, П₁ - поляризатор, П₂ - анализатор, ЭМ - электромагнит, О - образец, А - амперметр, ЗГ - генератор звуковых сигналов, УМ - усилитель мощности, ФП - фотоприемник, МВ - милливольтметр постоянного напряжения, СУ - селективный усилитель, ФД - фазовый детектор.

Принцип работы установки заключается в следующем. Для измерения тангенциальной (лежащей в плоскости пленки) составляющей намагниченности используются ЭЭК, МЭК и МИЭ. Переход от экваториального намагничивания образца к меридиональному осуществляется поворотом электромагнита с образцом на 90° . Кроме того, при экваториальном и меридиональном намагничивании система может вращаться вокруг вертикальной оси, проходящей через центр образца таким образом, чтобы изменялся угол падения света на образец. Первоначально электромагнит располагают так, чтобы нулевая линия, нанесенная на шкалу, совпадала с направлением луча света. Отраженный от образца свет должен быть при этом параллелен падающему лучу. Если это условие выполняется, то по шкале можно производить отсчет угла падения света на образец. В случае ЭЭК и МИЭ намагничивание образца приводит к изменению интенсивности отраженного света. Так как образец перемагничивается переменным магнитным полем на звуковой частоте, то изменение интенсивности отраженного света, обусловленное магнитооптическими эффектами, происходит на той же частоте. Измерение переменной составляющей интенсивности отраженного света производится узкополосной регистрирующей системой, состоящей из селективного усилителя и фазового детектора, постоянной составляющей - микровольтметром МВ.

Измеряемый эффект, например ЭЭК, представляет собой отношение переменной и постоянной составляющих интенсивности отраженного света: $\delta_3 = \Delta J / J_0 = (J - J_0) / J_0$. Селективный усилитель и фазовый детектор измеряют переменное напряжение на фотоприемнике U , пропорциональное ΔJ , микровольтметром измеряется напряжение, пропорциональное J_0 . Поэтому искомый эффект определяется отношением U/U_0 , т.е. $\delta = U/U_0$. Так как селективным вольтметром и фазовым детектором измеряется эффективное значение переменного напряжения, то для нахождения амплитуды нужно U умножить на $\sqrt{2} \cong 1,41$. Следовательно $\delta = 1,41U/U_0$.

В отличие от экваториального эффекта меридиональный эффект Керра представляет собой вращение плоскости поляризации линейно поляризованного света при его отражении от намагниченного образца, поэтому для его наблюдения в оптическую схему установки дополнительно вводится анализатор (П₂ на рис.3). Анализатор в данном случае является преобразователем вращения плоскости поляризации линейно поляризованного света в изменение его интенсивности, которое в дальнейшем регистрируется так же, как при экваториальном эффекте. Принцип преобразования вращения плоскости поляризации света в изменение его интенсивности поясняется на рис.4. Интенсивность J_0 , прошедшего

через анализатор света, в соответствии с законом Малюса определяется выражением $J_0 = J \cos^2 \gamma$, где J - интенсивность падающего на анализатор света. Поворот плоскости поляризации на угол α приводит к изменению интенсивности (ΔJ) прошедшего через анализатор света, определяемому выражением

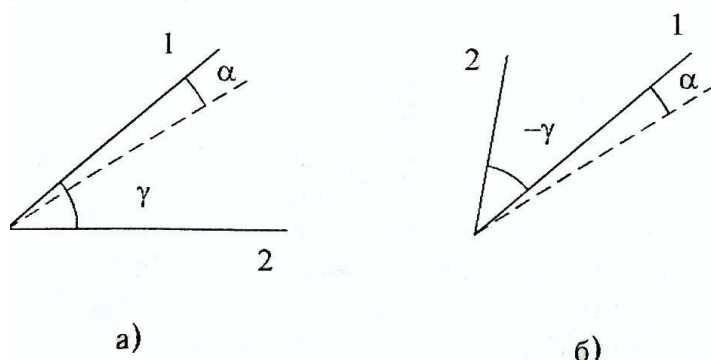
$$\Delta J = -2J\alpha \sin \gamma \cos \gamma = -J\alpha \sin 2\gamma. \quad (10)$$


Рис.4. Схема наблюдения поворота плоскости поляризации света с помощью анализатора. 1 - направление поляризации поляризатора, 2 - направление поляризации анализатора, γ - угол между поляризатором и анализатором, $\alpha \ll 1$ - угол поворота плоскости поляризации света; случаи а) и б) отличаются знаком угла поворота α по отношению к поляризатору.

При изменении знака угла γ и неизменном угле поворота α плоскости поляризации света приращение интенсивности ΔJ меняет знак. Это становится очевидным при сравнении рис.4а и 4б. Отметим, что при $\gamma = 0$ (когда плоскости поляризации поляризатора и анализатора параллельны) $\Delta J = -J\alpha \sin 2\gamma = 0$, т.е. изменение интенсивности света в этом случае в первом приближении отсутствует. Наибольшее относительное изменение интенсивности света $\delta = \Delta J / J_0$ получается в случае, когда $\sin 2\gamma = 1$, т.е. при $\gamma = 45^\circ$. При $\gamma = 45^\circ$ имеем

$$J_0 = J \cos^2 45^\circ = J / 2,$$

$$\Delta J = -J\alpha \sin 90^\circ = -J\alpha = -2J_0\alpha.$$

Так как $\delta = \Delta J / J_0$, то получаем

$$\alpha = \delta / 2.$$

(11)

6. ИЗМЕРЕНИЯ

ПОДГОТОВКА К ИЗМЕРЕНИЯМ. Включить приборы тумблером "сеть" и дать им прогреться в течение 15-20 мин. Убедиться, что свет от источника падает на образец, а отраженный от образца свет попадает на фотоприемник.

УПРАЖНЕНИЯ

1. ЭКВАТОРИАЛЬНОЕ НАМАГНИЧИВАНИЕ

1. Установить поляризатор на s-компоненту: 0° или 180° на лимбе поляризатора. Убедиться, что в этом случае перемагничивание образца не влияет на интенсивность отраженного света.
2. Измерить ЭЭК (δ_E) для p-компоненты (90° на лимбе поляризатора) при различных углах падения света от $\varphi = 20^\circ$ до $\varphi = 70^\circ$ через каждые 10° при токе в цепи электромагнита $I = 0,1$ А. Построить график зависимости $\delta_E = \delta_E(\varphi)$.
3. Измерить ЭЭК в зависимости от силы тока в цепи электромагнита при изменении I от 0 до 0,1 А через каждые 0,005 А. Угол падения света выставить тот, при котором величина ЭЭК максимальна. Построить график зависимости ЭЭК от величины магнитного поля. Воспользоваться градуировочной кривой $H = H(i)$, имеющейся в задаче.

2. МЕРИДИОНАЛЬНОЕ НАМАГНИЧИВАНИЕ

1. Поставить анализатор. Установить угол падения света $\varphi = 45^\circ$. Выставить с помощью поляризатора p-компоненту падающего света. Установить анализатор под углом 45° по отношению к поляризатору. Установить ток в цепи электромагнита равный 0,1 А. Измерить величину меридионального эффекта Керра (поворот плоскости поляризации), используя формулу (11).
2. Повернуть поляризатор на 90° , выставив s-компоненту падающего света. Измерить МЭК в этом случае.
3. Для s-компоненты падающего света измерить МЭК при углах поворота анализатора равных $\pm 45^\circ$ относительно поляризатора. Убедиться в том, что измеряемый эффект меняет при этом знак, оставаясь неизменным по величине. Установить плоскость поляризации анализатора параллельно плоскости поляризации поляризатора. Убедиться, что в этом случае величина эффекта равна нулю. Эти результаты доказывают, что в случае МЭК при намагничивании образца происходит вращение плоскости поляризации света, а не изменение интенсивности света, как в случае ЭЭК. В этом поможет убедиться схема, представленная на рис.4.
4. Провести для p-компоненты падающего света те же измерения, что и в п.3.
5. Установить s-компоненту падающего света. Установить анализатор под углом 45° по отношению к поляризатору. Измерить МЭК в зависимости от силы тока в цепи электромагнита при изменении i от 0 до 0,1 А через каждые 0,005 А. Построить график зависимости МЭК от величины магнитного поля. Сравнить полевую зависимость МЭК с аналогичной зависимостью ЭЭК, измеренной в п.6.1.

- 1) Термин "ферромагнетик" используется в тексте в широком смысле: под ним понимаются все вещества, обладающие спонтанной намагниченностью - обычные ферромагнетик, ферримагнетики, слабые ферромагнетики.
- 2) Под двойным магнитным лучепреломлением понимается различие комплексных показателей преломления $R = n - ik$ для света с различной поляризацией; где n, k - показатели преломления и поглощения света. Понятие двойного кругового преломления включает в себя не только условие $n_+ = n_-$, но и условие $k_+ \neq k_-$, т.е. круговой дихроизм; где n_+, n_- - показатели преломления, k_+, k_- - показатели поглощения для право- и левополяризованного света.
- 3) Поляризация света - физическая характеристика оптического излучения, описывающая поперечную анизотропию световых волн, т.е. . неэквивалентность различных направлений в плоскости перпендикулярной световому лучу. Виды поляризации - эллиптическая, линейная, круговая. Вид поляризации определяется формой кривой, по которой движется конец вектора E световой волны: по эллипсу, прямой или кругу.
- 4) Под оптической областью спектра понимают инфракрасную, видимую и ультрафиолетовую области спектра. Оптический диапазон длин волн ограничен с одной стороны рентгеновскими лучами, а с другой – микроволновым диапазоном радиоизлучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кринчик. Г.С. Физика магнитных явлений. М.: Изд. МГУ, 1985, глава 5.
2. Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Наука, 1976.