

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМ.
М.В.ЛОМОНОСОВА

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

**ЭФФЕКТ ФАРАДЕЯ
В ФЕРРИТАХ
В ДИАПАЗОНЕ СВЧ**

Спецпрактикум кафедры магнетизма

Москва 2013

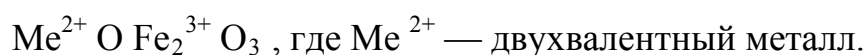
Составители: доцент О.А. Котельникова,
профессор Н.С. Перов,
снс Шапаева Т.Б.
гл. научный сотрудник Е.Е. Шалыгина

ЭФФЕКТ ФАРАДЕЯ В ФЕРРИТАХ В ДИАПАЗОНЕ СВЧ

Исследуется эффект Фарадея в круглом волноводе с ферритом.

§ 1. Краткие сведения о ферритах.

Ферриты относятся к более сложному и наиболее представительному классу многоподрешеточных магнитных кристаллов. По характеру взаимодействия, приводящему к магнитному упорядочению, они аналогичны антиферромагнетикам, поскольку существующее в них отрицательное обменное взаимодействие между магнитными моментами подрешеток приводит к их антипараллельной ориентации, но намагниченность подрешеток настолько отличается друг от друга, что результирующий магнитный момент сопоставим по величине с магнитным моментом каждой из подрешеток. Термин «ферримагнетизм» был предложен Неелем в 1948 г. Снук впервые успешно синтезировал ферриты – шпинели. Ферриты-шпинели, к которым относится древнейший магнетик Fe_3O_4 , обладает кристаллической структурой немагнитного минерала $MgAl_2O_4$. Синтезированные ферриты представляют собой ионные кристаллы, состоящие из окиси железа Fe_2O_3 и окислов одного или нескольких металлов. Состав ферритов может быть выражен формулой



В ферритах магнитоактивные ионы металлов, имеющие отличный от нуля магнитный момент, окружены неимеющими магнитного момента ионами кислорода. В этом случае обменное взаимодействие между магнитными моментами ионов металла, обуславливающее магнитное упорядочение, осуществляется через ионы кислорода. Это взаимодействие носит название «косвенное обменное взаимодействие». Так как в ферритах содержатся ионы различных металлов с различающимися по величине магнитными моментами, то совокупность одного типа ионов рассматривается как подрешетка с положительным обменным взаимодействием между магнитными моментами, предопределяющим их параллельную или почти параллельную ориентацию. Вместе с тем отрицательное обменное взаимодействие между магнитными моментами подрешеток обуславливает неполную компенсацию их магнитных моментов. Таким образом, даже при отсутствии внешнего магнитного поля суммарный магнитный момент феррита отличен от нуля, то есть появляется так называемый «разностный ферромагнетизм» или «нескомпенсированный антиферромагнетизм».

Ферриты проявляют огромное многообразие физические свойств. Изменяя состав и режим обработки ферритов, можно в очень широких пределах изменять их магнитные свойства. Например, коэрцитивная сила некоторых никель-цинковых ферритов составляет сотые доли эрстеда, а у кобальтовых ферритов она достигает двух-трех килоэрстед.

Ферриты широко применяются в современной технике. Основное преимущество ферритов перед металлическими ферромагнетиками состоит в том,

что они обладают высоким удельным сопротивлением. Если удельное сопротивление железа равно $8.5 \cdot 10^{-2} \text{ Ом}\cdot\text{см}$, то у ферритов оно изменяется в пределах от 10^2 до $10^{12} \text{ Ом}\cdot\text{см}$. В результате ферриты практически не имеют потерь на вихревые токи, что позволяет использовать их в качестве сердечников трансформаторов и катушек индуктивности на высоких частотах. Это же обстоятельство приводит к тому, что даже в диапазоне сантиметровых волн глубина проникновения поля в феррит достаточно велика, и он является почти прозрачным для электромагнитных волн в этом диапазоне. Поэтому важной областью применения ферритов являются приборы, предназначенные для управления электромагнитными колебаниями СВЧ в волноводной технике.

Для антенно-волноводной техники создан целый класс таких приборов (переключатели, модуляторы, вентили и пр.), основанных на применении эффекта Фарадея и ферромагнитного резонанса.

§ 2. Магнитное вращение плоскости поляризации

В 1845 г. М. Фарадей обнаружил, что если поместить в постоянное магнитное поле стекло и через него пропустить в направлении поля линейно поляризованную волну, то плоскость поляризации волны повернется на некоторый угол, зависящий от размеров и свойств материала, а также от напряженности внешнего магнитного поля. Позже было обнаружено, что аналогичный эффект наблюдается для вещества, обладающего спонтанной намагниченностью, если электромагнитная волна распространяется вдоль направления намагниченности.

Эффект Фарадея, или *эффект кругового магнитного двулучепреломления* – один из эффектов магнитооптики, заключающийся в повороте плоскости поляризации линейно поляризованной электромагнитной волны при ее прохождении через продольно намагниченную среду (рис.1). Такое вращение плоскости поляризации является следствием различия показателей преломления n_+ и n_- право- и лево- циркулярно поляризованных электромагнитных волн при их распространении в намагниченной среде. Вследствие этого волны, поляризованные по правому и левому кругу, распространяются в веществе с разными фазовыми скоростями. При прохождении в веществе некоторого расстояния l между ними появляется разность фаз. Кроме того, плоскость поляризации результирующей линейно поляризованной волны поворачивается на угол

$$\Phi = \frac{\omega}{c}(n_+ - n_-)l \quad (1)$$

где ω — частота электромагнитной волны, c — скорость света.

При этом угол вращения плоскости поляризации линейно поляризованной электромагнитной волны при изменении направления волнового вектора \vec{k} на обратное меняет знак, поэтому этот эффект относится к так называемым *невзаимным* (рис.1).

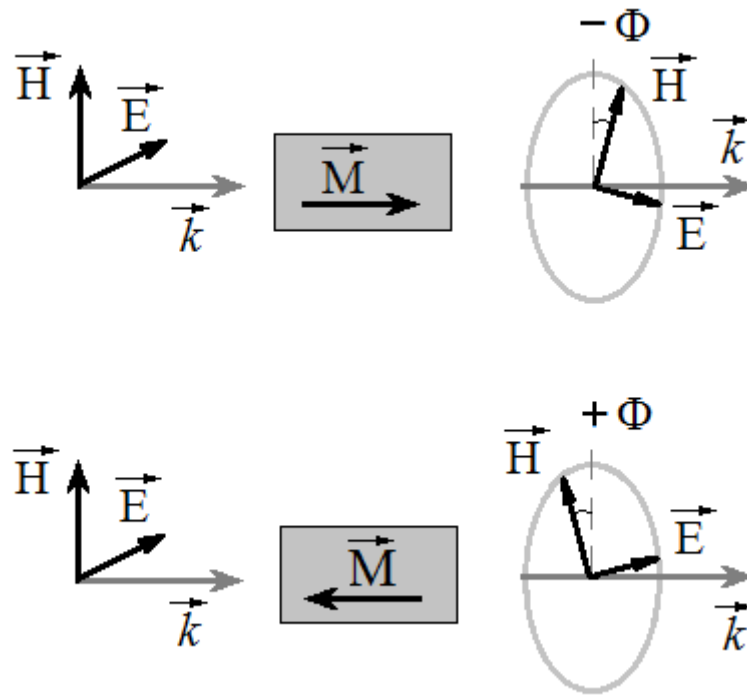


Рис. 1. Эффект Фарадея.

Невзаимными называют такие эффекты, величина которых или их знак изменяются при изменении направления вектора \vec{k} на обратное. Это означает, что если луч, вышедший из намагниченого вещества, в результате отражения проходит вторично тот же путь в обратном направлении, то суммарное вращение будет вдвое больше, чем после одного прохождения. В этом состоит отличие магнитооптического эффекта Фарадея от эффекта Фарадея в средах, обладающих естественной оптической активностью. В последних эффект Фарадея является *взаимным*, и при прохождении электромагнитной волны через образец в прямом и обратном направлениях, суммарный угол поворота плоскости поляризации линейно поляризованной волны обратится в нуль.

§3. Разложение линейно поляризованной волны на циркулярно поляризованные волны. Угол вращения плоскости поляризации.

Пусть на поверхность среды падает линейно поляризованная волна, и направление ее распространения совпадает с направлением намагниченности среды. Такую волну можно разложить на сумму двух поляризованных по кругу (циркулярно поляризованных) волн (рис.2).

Чтобы избежать имеющейся неоднозначности в определении волны, поляризованной по правому или по левому кругу, будем называть волну поляризованной по правому кругу, если у нее вектор магнитного поля вращается против часовой стрелки, если смотреть с конца вектора \vec{k} (рис. 3), и по часовой стрелке – для волны, поляризованной по левому кругу. Такое определение удобно тем, что оно совпадает с правилом буравчика.

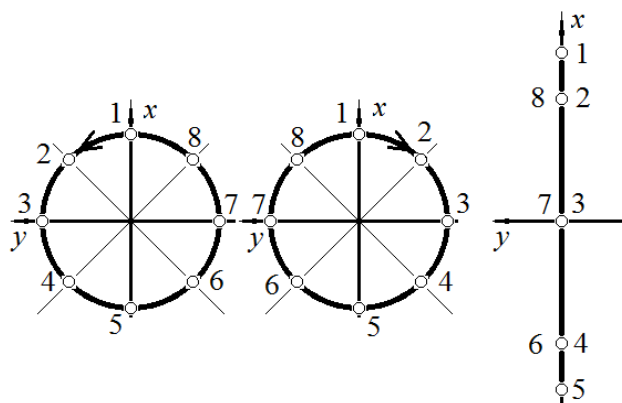


Рис. 2. Линейно поляризованная волна как сумма право- и лево- циркулярно поляризованных волн, не имеющих сдвига фаз.

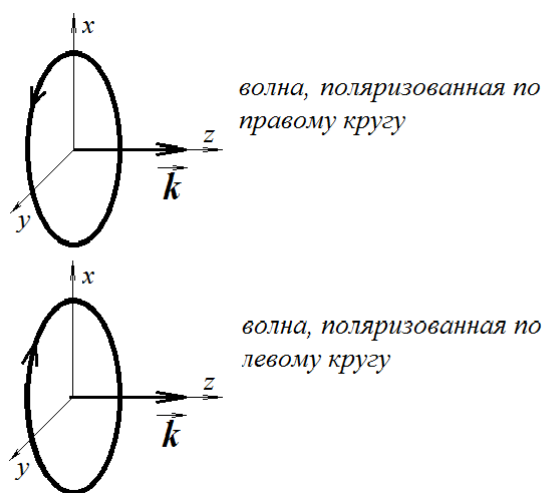


Рис. 3. Циркулярно поляризованные волны.

Если показатели преломления n_+ и n_- для право- и лево- циркулярно поляризованных электромагнитных волн различны, то на выходе из намагниченной среды эти волны приобретают сдвиг фаз (рис.4). При сложении таких волн получается линейно поляризованная волна, плоскость поляризации которой повернута на некоторый угол по сравнению с падающей волной. (рис.4, 5)

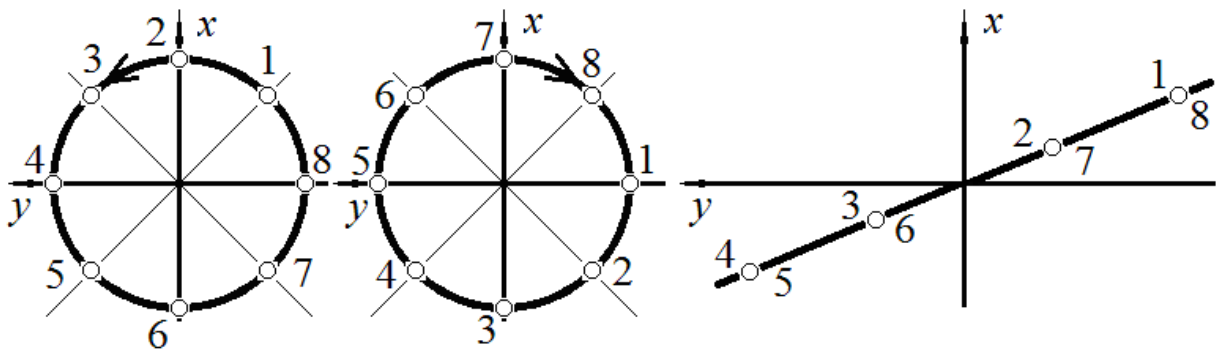


Рис. 4. Линейно поляризованная волна как сумма право- и лево- циркулярно поляризованных волн со сдвигом фаз.

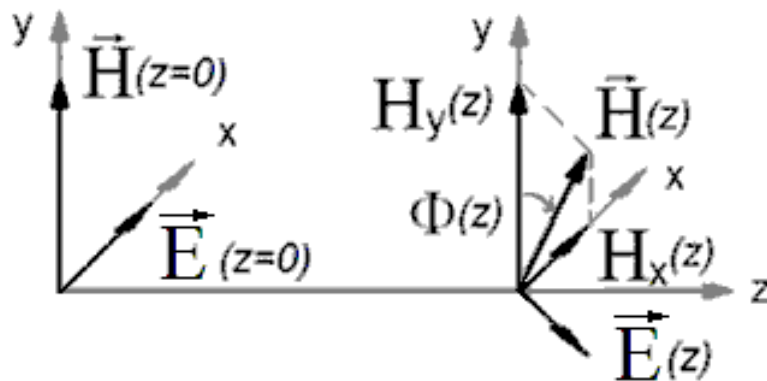


Рис. 5. Вращение плоскости поляризации линейно поляризованной электромагнитной волны.

§4. Материальные уравнения и тензоры магнитной и электрической проницаемости.

Рассмотрим условия распространения электромагнитных волн в безграничной ферритовой среде.

Наиболее распространенной формой записи уравнений Максвелла для электромагнитных полей в среде является следующая:

$$\left\{ \begin{array}{l} \operatorname{div} \vec{D} = 4\pi\rho \\ \operatorname{rot} \vec{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \vec{j}_o \\ \operatorname{div} \vec{B} = 0 \\ \operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \end{array} \right. \quad (2)$$

здесь \vec{E} , \vec{H} – напряженности макроскопического электрического и магнитного полей, соответственно, \vec{D} , \vec{B} – индукции электрического и магнитного полей,

соответственно, ρ_o, j_o – плотности сторонних зарядов и токов, соответственно, c – скорость света. Следует отметить, что величину \vec{B} по ее физическому смыслу следовало бы назвать напряженностью макроскопического магнитного поля в среде, но по историческим причинам за этой величиной закрепилось название «магнитная индукция».

Уравнения (2) следует дополнить граничными условиями и материальными уравнениями. Последние в общем случае должны иметь вид:

$$\vec{D} = [\varepsilon]\vec{E}, \vec{B} = [\mu]\vec{H} \quad (3)$$

где тензоры $[\varepsilon]$ и $[\mu]$ называются, соответственно, тензорами диэлектрической и магнитной проницаемости.

Для постоянных во времени и однородных в пространстве полей поляризация, возникающая в среде, тоже постоянна. Кроме того, в изотропной среде векторы \vec{D} (\vec{B}) будут сонаправлены векторам \vec{E} (\vec{H}). Равенства, связывающие \vec{D} (\vec{B}) и \vec{E} (\vec{H}), в этом простейшем случае будут иметь вид:

$$\vec{D} = \varepsilon\vec{E}, \vec{B} = \mu\vec{H} \quad (4)$$

Величина $\varepsilon(\mu)$, показывающая во сколько раз индукция электрического (магнитного) поля \vec{D} (\vec{B}) отличается от напряженности поля \vec{E} (\vec{H}), называется диэлектрической (магнитной) проницаемостью среды. В анизотропной среде соотношения (3) остаются тензорными:

$$D_i = \sum_{j=x,y,z} \varepsilon_{ij} E_j, B_i = \sum_{j=x,y,z} \mu_{ij} H_j \quad (5)$$

В рамках макроскопической теории магнитооптических явлений свойства среды определяются формой тензоров $[\varepsilon]$ и $[\mu]$. Для магнетиков некоторые общие свойства этих тензоров могут быть получены феноменологически из соображений симметрии. В таких средах тензоры $[\varepsilon]$ и $[\mu]$ будут зависеть от параметров порядка. Для ферромагнетика таким параметром порядка является намагниченность M , в антиферромагнетике – намагниченность подрешеток и т.п. Требования симметрии позволяют определить общий вид тензоров $[\varepsilon]$ и $[\mu]$. Необходимо отметить, что все функции отклика среды на внешнее поле, в том числе, электрическая и магнитная проницаемости, магнитная и электрическая восприимчивости, электропроводность и другие, обладают одинаковыми свойствами симметрии.

Остановимся на них подробнее. Докажем симметрию тензора $[\varepsilon]$.

Плотность энергии электрического поля в среде запишем в виде:

$$w = \frac{1}{2}(\vec{E} \cdot \vec{D}) = \frac{1}{2} \sum_i E_i D_i = \frac{1}{2} \sum_{i,j} E_i \varepsilon_{ij} E_j, \quad (6)$$

здесь $D_i = \sum_j \varepsilon_{ij} E_j$.

Поменяем местами индексы i и j , получим:

$$w = \frac{1}{2} \sum_{i,j} E_j \varepsilon_{ji} E_i \quad (7)$$

Найдем разность последних двух уравнений.

$$0 = \frac{1}{2} \sum_{i,j} (E_i \varepsilon_{ji} E_j - E_j \varepsilon_{ji} E_i) \quad (8)$$

$$0 = \frac{1}{2} \sum_{i,j} E_i E_j (\varepsilon_{ji} - \varepsilon_{ji}) \quad (9)$$

Поскольку E_i и E_j независимы, то $\varepsilon_{ji} - \varepsilon_{ji} = 0$, следовательно $\varepsilon_{ji} = \varepsilon_{ji}$.

Тензор диэлектрической проницаемости симметричен для анизотропной среды без поглощения. Симметричный тензор можно привести к диагональному виду.

Отметим, что вид тензоров проницаемости зависит от микроскопических свойств среды и ее симметрии. Наличие внешнего магнитного поля, намагничивающего среду, или спонтанной намагниченности в ферромагнетиках приводит к появлению выделенного направления в веществе. Таким образом, в присутствии внешнего магнитного поля или спонтанной намагниченности недиагональные компоненты тензоров проницаемостей будут отличны от нуля, и будет существовать гиротропия среды.

Учитывая требования симметрии, можно показать, что в простейшем случае оптически изотропного ферромагнетика с кубической кристаллической решеткой тензоры диэлектрической и магнитной проницаемости представляют собой антисимметричные тензоры второго ранга с одной комплексной недиагональной компонентой.

$$\varepsilon_{ij} = -\varepsilon_{ji}, \quad (10)$$

$$\mu_{ij} = -\mu_{ji}.$$

Выберем такую систему координат, чтобы среда была намагничена вдоль оси OZ. Направления OX и OY в кристалле с кубической кристаллической решеткой эквивалентны. Тогда для прозрачной (непоглощающей) ферромагнитной среды из соотношений симметрии следует, что тензоры $[\varepsilon]$ и $[\mu]$ будут иметь вид:

$$[\varepsilon] = \begin{vmatrix} \varepsilon & i\varepsilon_a & 0 \\ -i\varepsilon_a & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z \end{vmatrix} \quad (11)$$

$$[\mu] = \begin{vmatrix} \mu & i\mu_a & 0 \\ -i\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{vmatrix} \quad (12)$$

Бигиротропной будем называть такую среду, для которой в тензорах диэлектрической и магнитной проницаемости имеются отличные от нуля

антисимметричные элементы. Если свойства среды таковы, что эта компонента отлична от нуля только в тензоре $[\epsilon]$, то среда называется *гирослектрической*, если только в тензоре $[\mu]$ – *гирромагнитной*. В общем случае, когда в среде имеется диссипация (поглощение) энергии падающей волны, компоненты тензоров проницаемости будут комплексными.

В данной работе исследуется эффект Фарадея в ферритах в трехсантиметровом диапазоне электромагнитных волн. В этой области частот исследуемый феррит является гирромагнитной средой и можно считать, что диэлектрическая проницаемость ϵ является скалярной величиной (4). Диссипация энергии в этом диапазоне частот достаточно мала, так что величины μ_z и μ , μ_a являются вещественными.

§ 5. Расчет компонент тензора магнитной проницаемости для среды, обладающей магнитной гиротропией.

Для получения явного вида компонент тензора $[\mu]$, рассмотрим вспомогательную задачу о намагничивании парамагнетика, находящегося в переменном внешнем магнитном поле. Пусть парамагнитная среда находится во внешнем магнитном поле. Так как в парамагнетике отличные от нуля локальные магнитные моменты \vec{M}_i не взаимодействуют между собой, то в магнитном поле на них действует момент силы $\vec{K}_i = [\vec{M}_i \times \vec{B}]$, стремящийся повернуть эти магнитные моменты в направлении, перпендикулярном векторам \vec{M}_i и \vec{B} .

Уравнение движения механического момента в этом случае будет иметь вид:

$$\frac{d\vec{J}}{dt} = \vec{K}_i = [\vec{M}_i \times \vec{B}] \quad (13)$$

где \vec{J}_i – механический момент i -ой частицы, обладающей магнитным моментом. Так как магнитные моменты частиц совпадают с магнитными моментами атомов,

то $\vec{M}_i = -\gamma\vec{J}_i$, где $\gamma = \frac{|e|\hbar}{m_e c} = 1,76 \cdot 10^7 \text{ эрг}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ – (гирромагнитное) отношение для

электрона, e , m_e – заряд и масса электрона, соответственно, c – скорость света. Умножая обе части уравнения (13) на $-\gamma$, получим уравнение движения для отдельного магнитного момента в магнитном поле:

$$\frac{d\vec{M}_i}{dt} = -\gamma[\vec{M}_i \times \vec{B}] \quad (14)$$

В простейшей модели намагниченность парамагнетика \vec{M} является просто векторной суммой магнитных моментов, находящихся в единице объема среды:

$\vec{M} = \frac{1}{V} \sum_i \vec{M}_i$. Из уравнения (14) легко получить для намагниченности:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma[\vec{M} \times \vec{H}] \quad (15)$$

где учтено, что индукция магнитного поля $\vec{B} = \vec{H} + 4\pi\vec{M}$. Это уравнение называется уравнением Ландау – Лифшица.

Можно показать, что с течением времени вектор намагниченности \vec{M} сохраняет свою величину, и его проекция на ось OZ также остается неизменной. Действительно, умножив скалярно левую и правую части уравнения (15) на \vec{M} и учитывая, что в правой части (15) стоит вектор, перпендикулярный \vec{M} , получаем:

$$\vec{M} \frac{d\vec{M}}{dt} = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} (\vec{M} \cdot \vec{M}) = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} M^2 = 0$$

что и означает $M^2 = const$, то есть $M^2 = M_o^2$. **Вектор \vec{M} совершает незатухающую прецессию вокруг направления магнитного поля (рис. 6).**

Рассмотрим сначала поведение намагниченности парамагнетика, помещенного в постоянное внешнее магнитное поле \vec{H}_o . Пусть в среде, намагниченность которой была равна нулю, под действием поля индуцируется намагниченность \vec{M}_o . Если вектор намагниченности вывести из положения равновесия ($\vec{M}_o \uparrow \vec{H}_o$), то он будет меняться со временем по закону (15). Будем искать решение уравнения (15) в виде:

$$\vec{M} = \vec{M}_o + \vec{m} \exp(-i\omega_o t) \quad (16)$$

где m – комплексная амплитуда переменной намагниченности. Выберем систему координат с осью OZ, направленной вдоль поля \vec{H}_o . Подставляя в уравнение (15) решение в виде (16), для проекций m_x , m_y , m_z переменной намагниченности получим систему уравнений:

$$\begin{cases} -i\omega_o m_x + \gamma H_o m_y = 0, \\ \gamma H_o m_x + i\omega_o m_y = 0, \\ m_z = 0. \end{cases} \quad (17)$$

Система (17) будет совместна, если ее определитель будет равен нулю, то есть при выполнении условия

$$\omega_o = \gamma H_o \quad (18)$$

Подстановка выражения для частоты (18) в первое или второе уравнения системы (17) дает решение

$$m_y = im_x \quad (19)$$

Это означает, что собственные колебания магнитного момента представляют собой правую прецессию вектора намагниченности \vec{M} вокруг направления

постоянного магнитного поля \vec{H}_0 с так называемой ларморовской частотой $\omega_0 = \gamma H_0$ (рис.6).

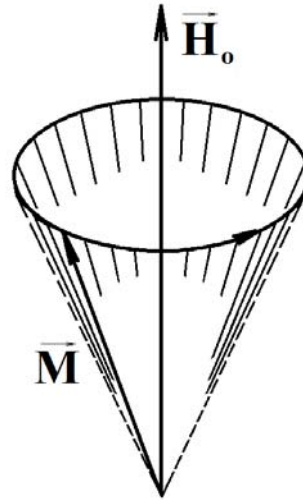


Рис. 6. Прецессия намагниченности в постоянном магнитном поле.

Из третьего уравнения системы (17) следует, что проекция намагниченности на ось OZ будет постоянной. Следовательно, вектор \vec{M} совершает незатухающую прецессию вокруг направления магнитного поля.

Перейдем теперь к решению задачи об отклике намагниченного до насыщения в постоянном магнитном поле \vec{H}_0 ферромагнетика на наложение переменного поля, меняющегося по закону $\vec{h} \exp(-i\omega t)$. Пусть $h \ll H_0$ и длина волны λ электромагнитного поля, распространяющегося в магнетике, превышает размеры образца L ($\lambda \gg L$). Поскольку электромагнитная волна, создающая переменное магнитное поле распространяется вдоль оси OZ, координаты вектора \vec{H} в уравнении (15) имеют вид: $(h_x \exp(-i\omega t); h_y \exp(-i\omega t); H_0)$. Аналогично, координаты вектора \vec{M} (m_x, m_y, M_z), с учетом того, что $m_x \sim m_y$ и $m_x, m_y \ll M_z$, очевидно, что $M_z \sim M_0$. Следовательно, уравнение (15) можно записать в виде:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ h_x & h_y & H_0 \\ m_x & m_y & M_0 \end{vmatrix} \quad (20)$$

При этом для каждой компоненты вектора \vec{M} имеем:

$$\begin{cases} \frac{dm_x}{dt} = \gamma(M_0 h_y - m_y H_0) \\ \frac{dm_y}{dt} = \gamma(m_x H_0 - M_0 h_x) \\ \frac{dM_0}{dt} = \gamma(m_y \cdot h_x - m_x \cdot h_y) = 0 \end{cases} \quad (21)$$

Ищем решение в виде $m_{x,y} = (m_o)_{x,y} \exp(i\omega t)$. Тогда система будет иметь вид:

$$\begin{cases} i\omega m_x = \gamma M_o h_y - \gamma m_y H_o \\ i\omega m_y = \gamma m_x H_o - \gamma M_o h_x \end{cases} \quad (22)$$

После преобразования с учетом того, что $\omega_o = \gamma H_o$:

$$\begin{cases} m_x i\omega + m_y \omega_o = \gamma M_o h_y \\ m_x \omega_o - m_y i\omega = \gamma M_o h_x \end{cases} \quad (23)$$

Поскольку $\chi_{xx} = \frac{m_x}{h_x}$, $\chi_{xy} = \frac{m_x}{h_y}$, $\chi_{yx} = \frac{m_y}{h_x}$ и $\chi_{yy} = \frac{m_y}{h_y}$, получим, что $\chi_{xx} = \chi_{yy} = \frac{\chi_o \omega_o^2}{\omega_o^2 - \omega^2}$

$$\text{и } \chi_{xy} = -\chi_{yx} = \frac{i\gamma M_o \omega}{\omega_o^2 - \omega^2}.$$

Учитывая, что $[\mu] = \delta_{ik} + 4\pi[\chi]$, имеем:

$$[\mu] = \begin{vmatrix} 1 + 4\pi \frac{\gamma \omega_o M_o}{\omega_o^2 - \omega^2} & 4\pi \frac{i\gamma \omega M_o}{\omega_o^2 - \omega^2} & 0 \\ -4\pi \frac{i\gamma \omega M_o}{\omega_o^2 - \omega^2} & 1 + 4\pi \frac{\gamma \omega_o M_o}{\omega_o^2 - \omega^2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix}. \quad (24)$$

Таким образом, было показано, что тензор $[\mu]$ эрмитовый.

При условии $\omega \gg \omega_o$, тензор μ будет иметь вид:

$$[\mu] \cong \begin{vmatrix} 1 & -4\pi \frac{i\gamma M_o}{\omega} & 0 \\ 4\pi \frac{i\gamma M_o}{\omega} & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix}. \quad (25)$$

Рассматривая, уравнение (15), мы не учитывали потери энергии во время прецессии магнитного момента. Для учета этих потерь необходимо ввести в это уравнение дополнительный член, описывающий уменьшение энергии прецессионного движения магнитных моментов. В этом случае движение магнитных моментов будет происходить так, как показано на рис.7.

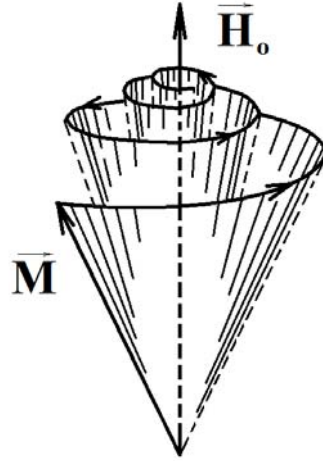


Рис. 7. Схема, иллюстрирующая затухание прецессионного движения намагниченности.

Если воспользоваться формой записи, предложенной Ландау и Лифшицем, то уравнение (15) с учетом релаксационного члена примет вид

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma[\vec{M} \times \vec{H}] + \frac{\eta}{M^2} [[\vec{M} \times \vec{H}] \times \vec{M}] \quad (26)$$

где $\eta = \alpha\gamma M$, α – безразмерный параметр, характеризующий потери энергии.

В дальнейшем будем считать, что потери малы и $\alpha \ll 1$.

Для решения задачи о компонентах тензора $[\mu]$ будем использовать подход аналогичный показанному выше для случая уравнения Ландау-Лифшица без релаксационного члена. Подставим координаты векторов \vec{M} ($m_x \exp(i\omega t); m_y \exp(i\omega t); M_o$) и \vec{H} ($h_x \exp(-i\omega t); h_y \exp(-i\omega t); H_o$) в уравнение (26), и будем решать его в линейном приближении по малым величинам h и m . Тензор магнитной проницаемости в этом случае также будет эрмитовым и будет иметь вид:

$$[\mu] = \begin{vmatrix} \mu & i\mu_a & 0 \\ -i\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{vmatrix} \quad (27)$$

Где

$$\begin{aligned} \mu &= \mu' + i\mu'' \\ \mu_a &= \mu_a' + i\mu_a'' \\ \mu_z &= \mu_z' + i\mu_z'' \end{aligned} \quad (28)$$

$$\begin{aligned}
\mu' &= 1 + 4\pi \frac{M_o}{H_o} \frac{\omega_o^2 (\omega_o^2 - \omega^2) + 2\omega^2 \omega_r^2}{(\omega_o^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2 \omega_r^2} \\
\mu'' &= -4\pi \frac{M_o}{H_o} \frac{(\omega_o^2 - \omega^2) \omega \omega_r}{(\omega_o^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2 \omega_r^2} \\
\mu_a' &= 4\pi \gamma M_o \omega^2 \frac{\omega_o^2 - \omega^2}{(\omega_o^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2 \omega_r^2} \\
\mu_a'' &= -4\pi \gamma M_o \frac{2\omega^2 \omega_r^2}{(\omega_o^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2 \omega_r^2} \\
\mu_z' &= 1 + 4\pi \frac{M_o}{H_o} \frac{\omega_r^2}{\omega^2 + \omega_r^2} \\
\mu_z'' &= -4\pi \frac{M_o}{H_o} \frac{\omega \omega_r^2}{\omega^2 + \omega_r^2}
\end{aligned} \tag{29}$$

Здесь H_o – величина постоянного внешнего поля, M_o – величина намагниченности магнетика в этом поле, ω – частота переменного поля, $\omega_o = \gamma H_o$ – частота ларморовской прецессии, $\omega_r = \alpha \gamma H_o$ – частота релаксации. С учетом потерь, компоненты тензора (27) являются комплексными величинами. При этом их мнимые и вещественные части будут связаны между собой соотношениями Крамерса – Кронига.

На рис. 8 изображены характерные частотные зависимости одной из диагональных компонент тензора магнитной проницаемости. Отметим, что они имеют резонансный характер.

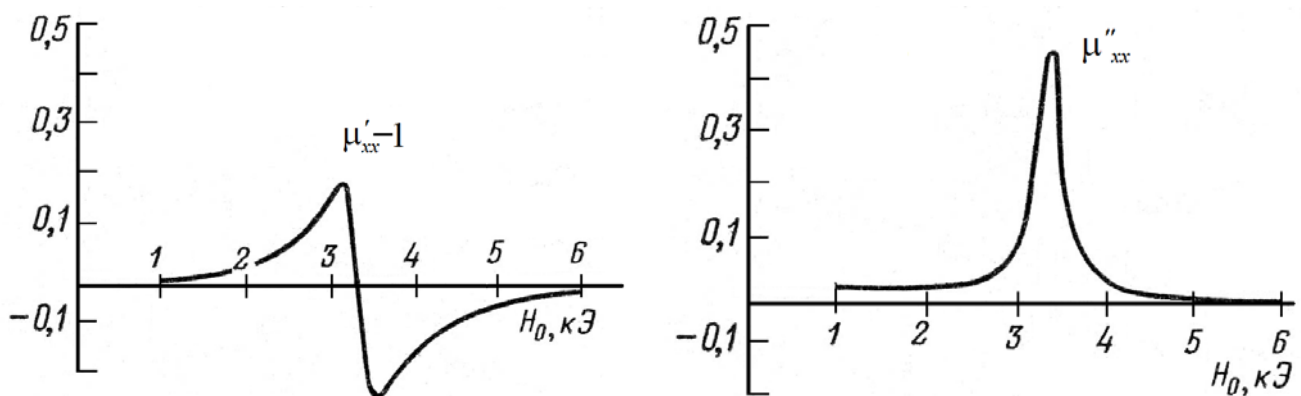


Рис. 8. Характерная частотная зависимости вещественных и мнимых частей диагональной компоненты μ_{xx} тензора магнитной проницаемости.

§ 6. Распространение электромагнитных волн в среде.

Рассмотрим электромагнитную волну, распространяющуюся в неограниченной гиромангнитной среде (в нашем случае в феррите). Если для электромагнитной волны частоты ω среда прозрачна и испытывает только магнитную поляризацию, то диэлектрическая проницаемость может считаться постоянной. Тогда тензор магнитной проницаемости будет иметь вид

$$[\mu] = \begin{vmatrix} \mu' & i\mu_a' & 0 \\ -i\mu_a' & \mu' & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z' \end{vmatrix} \quad (30)$$

Получим уравнение распространения электромагнитных волн в магнетике. В этом случае удобнее пользоваться системой уравнений Максвелла, записанной в несколько иной по сравнению с (2) форме.

Ранее было указано, что удельное сопротивление ферритов велико, следовательно, можно допустить, что $j_o = 0$. Для случая однородной стационарной среды в отсутствие источников поля полную систему уравнений, описывающую электромагнитные волны в такой среде можно записать в виде:

$$\begin{cases} \operatorname{div} \vec{D} = 0 \\ \operatorname{rot} \vec{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \\ \operatorname{div} \vec{B} = 0 \\ \operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \end{cases} \quad (31)$$

$$\vec{D} = [\varepsilon] \vec{E}, \quad \vec{B} = [\mu] \vec{H} \quad (32)$$

где $[\varepsilon] = \varepsilon \delta_{ik}$.

Из системы уравнений Максвелла (31), взяв ротор от левой и правой частей второго уравнения, с учетом четвертого уравнения и материальной связи (32), можно получить уравнение распространения волны:

$$-\nabla^2 \vec{H} + \operatorname{grad}(\operatorname{div} \vec{H}) = -\frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} \quad (33)$$

из которого, учитывая гармонический вид напряженности магнитного поля $\vec{H} \sim \exp[-i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})]$, получаем

$$\vec{k}(\vec{k} \cdot \vec{H}) - k^2 \vec{H} + \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} = 0 \quad (34)$$

Нас интересует явление кругового магнитного двупреломления или эффект Фарадея. Он наблюдается при прохождении электромагнитной волны вдоль или

против направления намагниченности ($\vec{k} \uparrow \uparrow \vec{M}$ или $\vec{k} \uparrow \downarrow \vec{M}$). Выбирая далее систему координат с осью OZ, направленной вдоль вектора \vec{M} , и расписывая уравнение (34) по компонентам вектора \vec{H} с учетом того, что $n = \frac{ck}{\omega}$, получим систему уравнений для компонент $H_{x,y,z}$ напряженности магнитного поля:

$$\begin{cases} (n^2 - \varepsilon\mu')H_x - i\varepsilon\mu_a'H_y = 0 \\ i\varepsilon\mu_a'H_x + (n^2 - \varepsilon\mu')H_y = 0 \\ \mu_z H_z = 0 \end{cases} \quad (35)$$

Третье уравнение в системе (35) соответствует продольной не распространяющейся волне. Однородная система линейных уравнений будет иметь решение, если ее определитель равен нулю. Следовательно:

$$(n^2 - \varepsilon\mu')^2 - (\varepsilon\mu_a')^2 = 0 \quad (36)$$

Где показатели преломления являются решениями уравнений:

$$\begin{cases} n_+^2 - \varepsilon\mu' + \varepsilon\mu_a' = 0 \\ n_-^2 - \varepsilon\mu' - \varepsilon\mu_a' = 0 \end{cases} \quad (37)$$

то есть

$$\begin{aligned} n_+ &= \sqrt{\varepsilon(\mu' - \mu_a')} \\ n_- &= \sqrt{\varepsilon(\mu' + \mu_a')} \end{aligned} \quad (38)$$

В случае $\mu_a' \ll \mu'$ приближенное решение системы уравнений (37) будет иметь вид:

$$n_{\pm} = \sqrt{\varepsilon\mu'} \left(1 \mp \frac{\mu_a'}{2\mu'} \right) \quad (39)$$

Из уравнений (37) также следует, что право- и лево- поляризованные волны имеют отличающиеся фазовые скорости распространения в среде:

$$V_+ = \frac{c}{n_+}, \quad V_- = \frac{c}{n_-} \quad (40)$$

В результате того, что фазовые скорости для волн, поляризованных по правому и левому кругу различны, при прохождении волной среды между ними набегает разность фаз и плоскость поляризации суммарной линейно поляризованной волны будет поворачиваться на угол Φ (рис. 5):

$$\Phi(z) = \frac{\omega}{c}(n_+ - n_-)z = -\frac{\omega\sqrt{\varepsilon\mu_a'}}{c\sqrt{\mu'}}z \quad (41)$$

Для угла вращения плоскости поляризации, приходящегося на единицу длины, имеем

$$\varphi = \frac{\Phi(z)}{z} = \frac{\omega}{c}(n_+ - n_-) = -\frac{\omega\sqrt{\varepsilon}\mu_a'}{c\sqrt{\mu'}} \quad (42)$$

Это и есть угол фарадеевского вращения при распространении электромагнитной волны в направлении вектора намагниченности ($\vec{k} \uparrow \uparrow \vec{M}$). Если направление распространения света поменять на противоположное ($\vec{k} \uparrow \downarrow \vec{M}$), когда $k = (0,0,-k)$, то, решая задачу аналогичным способом, в этом случае получим для показателей преломления циркулярно поляризованных волн выражения:

$$n_{\pm} = \sqrt{\varepsilon(\mu' \pm \mu_a')} \cong \sqrt{\varepsilon\mu'} \left(1 \pm \frac{\mu_a'}{2\mu'} \right) \quad (43)$$

Для угла вращения плоскости поляризации получим:

$$\varphi = \frac{\Phi(z)}{z} = \frac{\omega}{c}(n_+ - n_-) = \frac{\omega\sqrt{\varepsilon}\mu_a'}{c\sqrt{\mu'}} \quad (44)$$

Необходимо отметить, что волна, поляризованная по правому кругу относительно вектора \vec{k} , при обратном ходе электромагнитной волны превращается в поляризованную по левому кругу, а по левому – в поляризованную по правому. Поэтому при двукратном прохождении электромагнитной волны через среду – туда и обратно – суммарный угол вращения удваивается, а не обращается в нуль, как это имело бы место в случае естественной поляризации среды.

Эффект Фарадея, как правило, используется в области слабых магнитных полей, где потери, связанные с ферромагнитным резонансом, малы ($H_o \ll H_{рез}$; $H_{рез} = \frac{\omega_r}{\gamma}$). При условии $\omega \gg \omega_o$, компоненты тензора μ с учетом (29) и (25) будут иметь вид:

$$\begin{aligned} \mu' &= \mu \cong 1 \\ \mu_a' &= \mu_a \cong -\frac{4\pi\gamma M_o}{\omega} \end{aligned} \quad (45)$$

Если теперь в формулу (42) подставить эти значения, то для полей H_o , малых по сравнению с резонансным полем (это требование соответствует условию прозрачности среды), для угла вращения плоскости поляризации получим выражение

$$\varphi = -\frac{\omega\sqrt{\varepsilon}}{c\sqrt{\mu'}} \cdot \mu_a' = -\frac{\omega\sqrt{\varepsilon}}{c \cdot 1} \cdot \left(-\frac{4\pi\gamma M_o}{\omega} \right) = \frac{4\pi\gamma M_o \sqrt{\varepsilon}}{c} \quad (46)$$

где $\gamma = \frac{|e|\hbar}{m_e c}$ – гиромагнитное отношение для электрона M_o – намагниченность насыщения.

Таким образом, при данных условиях угол поворота не зависит от частоты и определяется намагниченностью феррита.

Очень часто в волноводных устройствах используются слабые подмагничивающие поля, которые не обеспечивают намагничивания образца до насыщения. Тогда, используя формулу (46), вместо M_0 можно подставлять значение намагниченности материала в данном поле.

В феррите всегда имеются магнитные и электрические потери. Это означает, что компоненты тензоров проницаемости (27) будут комплексными. В этом случае и показатели преломления будут комплексными, а так как показатели преломления волн, поляризованных по правому и левому кругу, будут различными, различными будут и их мнимые части, отвечающие за затухание волны в среде.

В этом случае при прохождении некоторого расстояния в феррите круговые волны будут иметь не только сдвиг по фазе друг относительно друга, но и разные амплитуды. В результате оказывается, что первоначально линейно поляризованная волна (являющаяся суперпозицией волн одинаковой амплитуды, поляризованных по правому и левому кругу) в процессе распространения приобретает эллиптичность. При этом вектор напряженности магнитного поля будет описывать эллипс в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны (рис. 9).

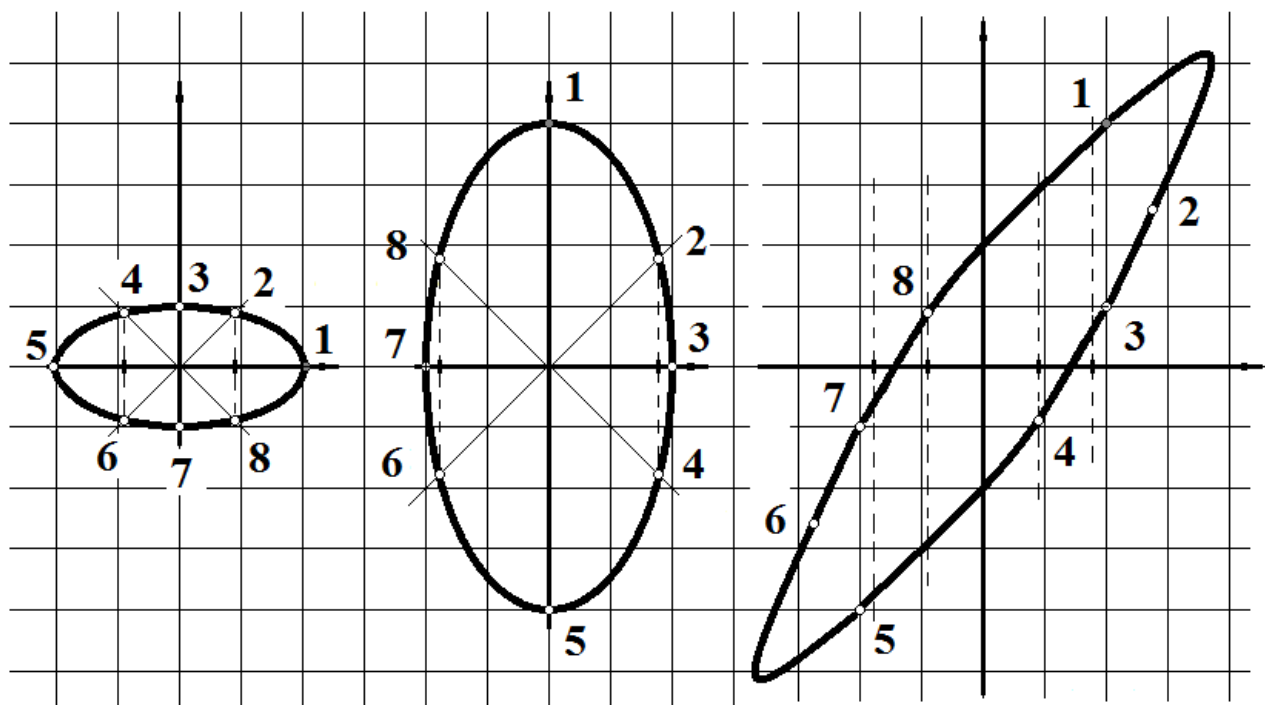
Эллиптичность волны Δ – это отношение величины малой полуоси эллипса к его большой полуоси: $\Delta(z) = \frac{b(z)}{a(z)}$, где a – большая, а b – малая полуоси эллипса.

Для линейно поляризованной волны и волны поляризованной по кругу величина Δ равна 0 и 1 соответственно.

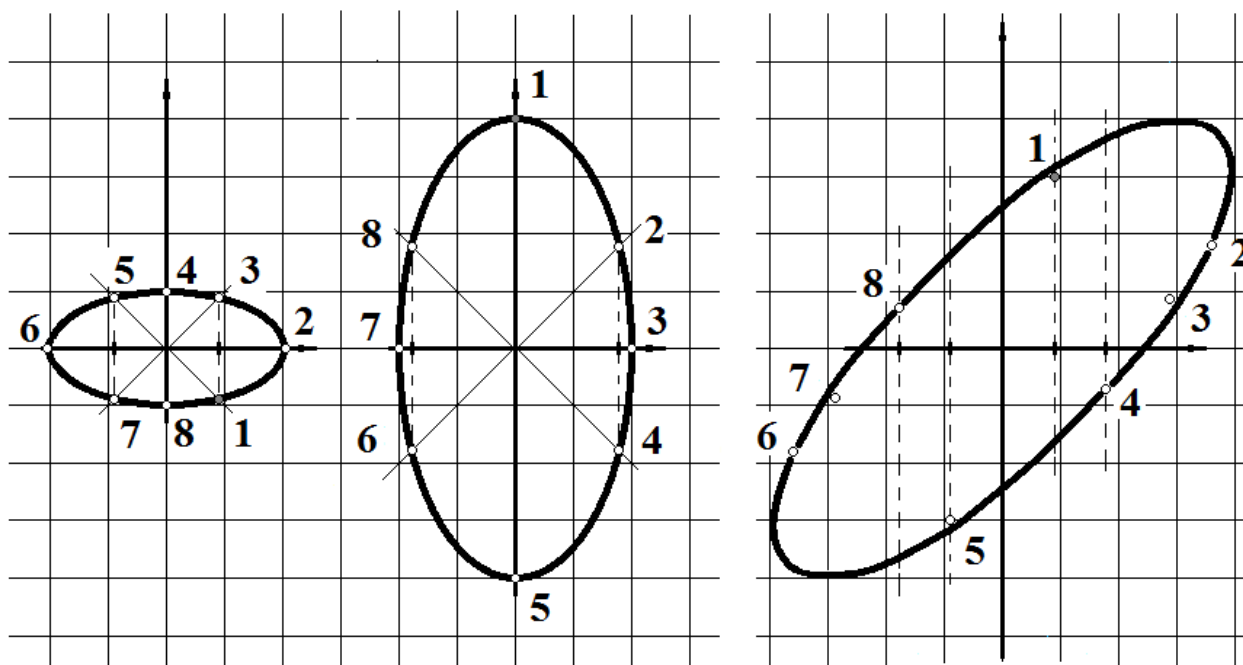
Для качественного объяснения преобразования линейно поляризованной волны в эллиптически поляризованную исходную волну удобно рассматривать как суперпозицию двух эллиптически поляризованных волн с обратной эллиптичностью. (Приложение 1.) В зависимости от сдвига фаз между этими волнами на выходе из среды суммарная эллиптически поляризованная волна демонстрирует не только поворот большой оси эллипса, но и разную эллиптичность. (рис. 9) Следует отметить, наличие связи между этими двумя величинами. Поскольку сдвиг фаз между волнами зависит от намагниченности среды, в малых магнитных полях эллиптичность будет меняться значительно, а в более сильных полях ее изменение почти не будет заметно. Возникновение эллиптичности является другой стороной кругового двулучепреломления и носит название кругового дихроизма.

Мы рассмотрели эффект Фарадея в неограниченном пространстве. Большинство ферритовых устройств, применяемых в технике сверхвысоких частот, представляют собой волноводные устройства. Решение задачи о распространении волны в волноводе, заполненном гиромангнитной средой (ферритом), сталкивается с большими математическими трудностями, но качественный характер явления остается таким же, как и в свободном пространстве. Кроме этого, феррит относится не к ферромагнитным, а к ферримангнитным веществам. Поэтому рассуждения о симметрии тензоров

магнитной и диэлектрической проницаемостей (см. § 5) не вполне соответствуют данной задаче. Однако основные физические причины, приводящие к повороту плоскости поляризации линейно поляризованной электромагнитной волны при ее прохождении через магнетик, здесь рассмотрены.



(a)



(б)

Рис. 9. Право- и лево- эллиптически поляризованные волны с разными сдвигами фаз: а — $\frac{\pi}{2}$; б — $\frac{3\pi}{4}$.

Цель настоящей работы заключается в измерениях коэффициента стоячей волны и длины волны в волноводе, получении зависимости от магнитного поля угла поворота плоскости поляризации волны, потерь и эллиптичности.

§ 7. Описание установки

Установка для исследования эффекта Фарадея в ферритах в трехсантиметровом диапазоне собирается по блок-схеме, приведенной на рис. 10.

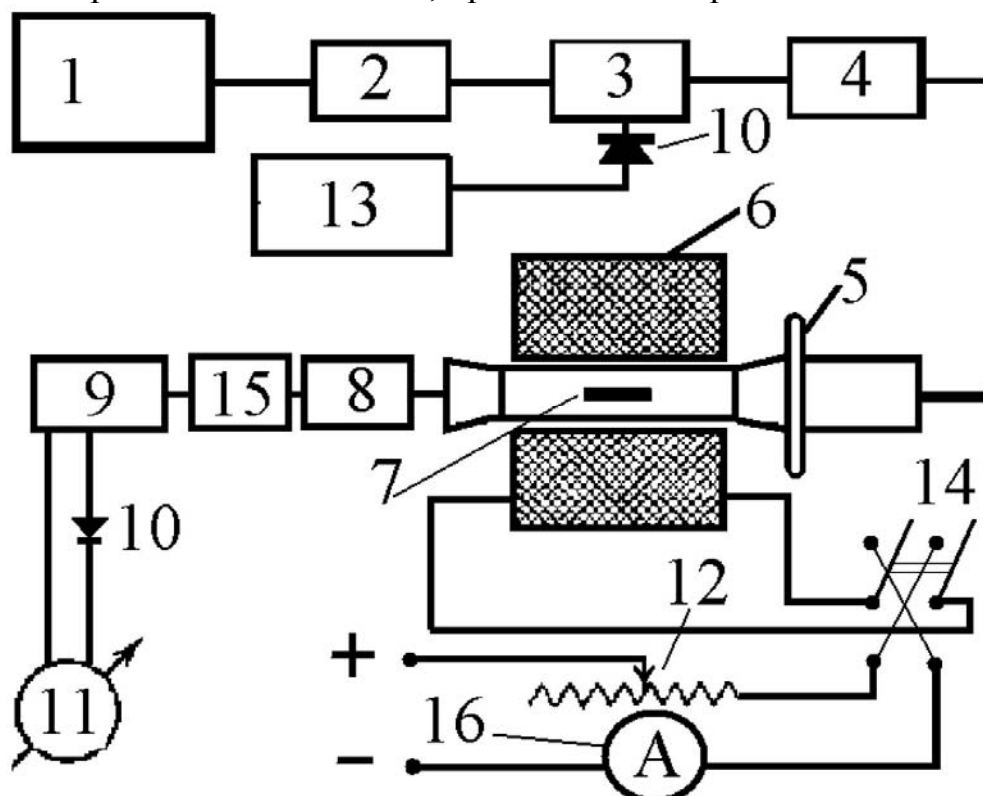


Рис. 10. Блок-схема установки для исследования эффекта Фарадея в ферритах: 1 — генератор СВЧ; 2 — ферритовая развязка; 3 — измерительная линия; 4 — согласующий трансформатор; 5 — лимб для отсчета углов поворота плоскости поляризации электромагнитной волны; 6 — намагничивающий соленоид; 7 — образец (феррит); 8 — анализатор; 9 — детекторная секция; 10 — детектор; 11 — микроамперметр; 12 — блок реостатов для регулировки тока в соленоиде; 13 — усилитель 28-ИМ, 14 — ключ для коммутации тока в соленоиде (для размагничивания образца); 15 — аттенюатор; 16 — амперметр.

Внешний вид установки приведен на рисунке 11. В качестве генератора сантиметровых волн используется стандартный генератор типа Г4 – 111А (1) в режиме импульсной модуляции. На выходе генератора стоит ферритовая развязка (2), обеспечивающая развязку генератора от влияния изменяющихся нагрузок (служит для запираения отраженной волны). Измерительная линия (3) в настоящей работе используется для определения коэффициента стоячей волны (КСВ) и для определения длины волны.

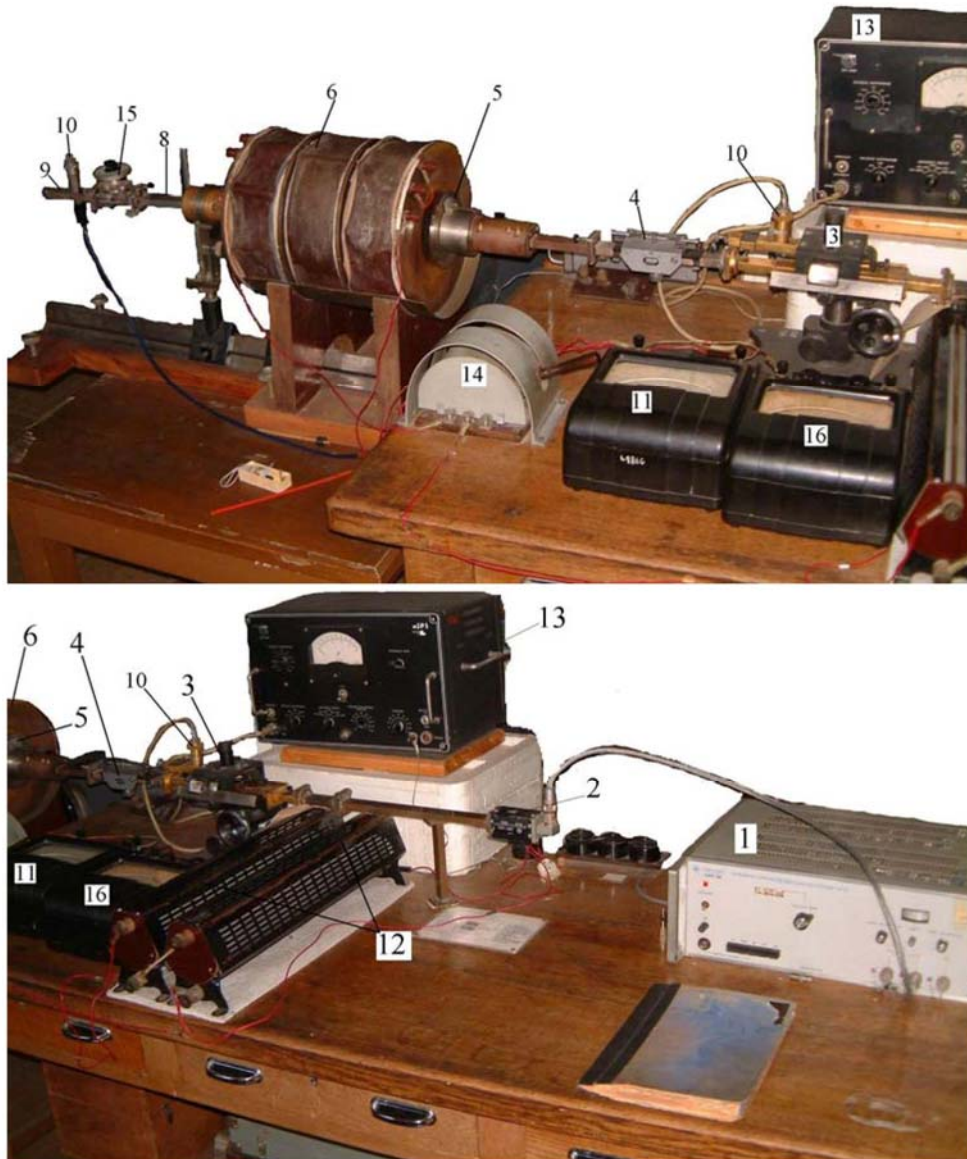


Рис. 11. Общий вид установки для измерения эффекта Фарадея в ферритах.

В качестве поляризатора и анализатора используются прямоугольные волноводы. Как и почему это возможно описано, например, в фейнмановском курсе электродинамики [4]. Исследуемый образец помещается вдоль оси круглого волновода. Круглый волновод вставлен в соленоид (6), который намагничивает образец в направлении, параллельном оси волновода. Устройство перехода прямоугольного волновода в круглый позволяет поворачивать один волновод относительно другого с точным отсчетом угла поворота (устройство 5 на рис.10 и 11).

В прямоугольном волноводе, служащем поляризатором, в нашем случае создаются волны, в которых вектор напряженности электрического поля направлен от одной широкой стенки волновода к другой (рис. 12а). В волноводной технике волны такого типа обозначаются как тип E_{10} .

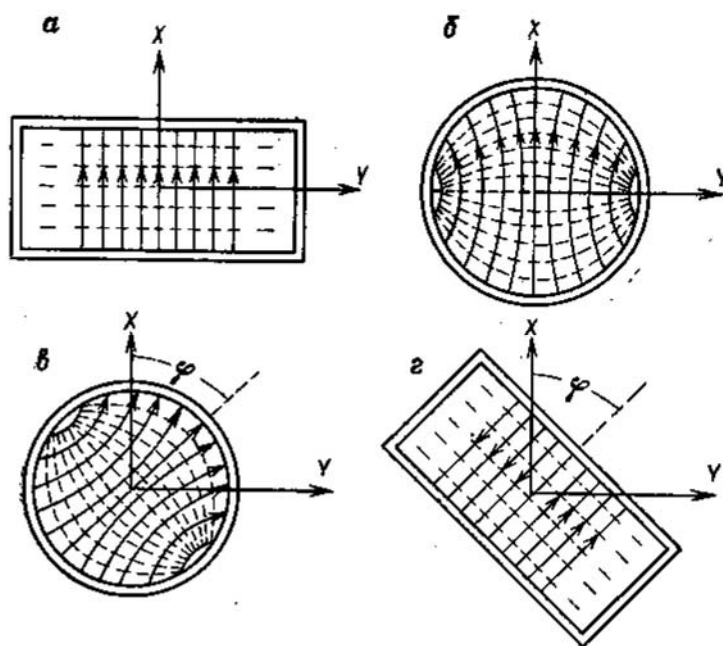


Рис. 12. Типы волн в волноводном тракте: а – в прямоугольном волноводе – поляризаторе; б – в круглом волноводе; в – поворот плоскости поляризации на угол φ при прохождении через образец; г – в прямоугольном волноводе – анализаторе – в случае поворота анализатора на угол φ (стрелками указано направление векторов электрического поля).

Эти волны переходят в круглый волновод, где трансформируются в волны другого вида, которые, в свою очередь, обозначаются как тип E_{11} . (Рис. 12б). При прохождении волн через секцию круглого волновода, заполненную образцом (образец представляет собой ферритовый стержень длиной 50 мм и диаметром 5 - 6 мм), который намагничивается продольным полем соленоида, плоскость поляризации волн E_{11} поворачивается на угол φ (Рис. 12в). Далее волны из круглого волновода поступают в прямоугольный волновод (8), служащий анализатором, где опять трансформируются в волны типа E_{10} (Рис. 12г). Угол поворота для данного значения постоянного поля соленоида определяется по лимбу (устройство 5 на рис. 10, 11) при максимуме поступающей в детекторную секцию анализатора (9) высокочастотной мощности. Для регистрации сигналов используется микроамперметр (11), на вход которого подаются сигналы с детектора (10) из детекторной секции (9).

§ 8. Задания

После включения генератора Г4-111А он должен прогреться в течение 30 – 35 мин. В настоящей задаче генератор должен работать в режиме импульсной модуляции, поэтому необходимо убедиться, что режим импульсной модуляции на генераторе включен.

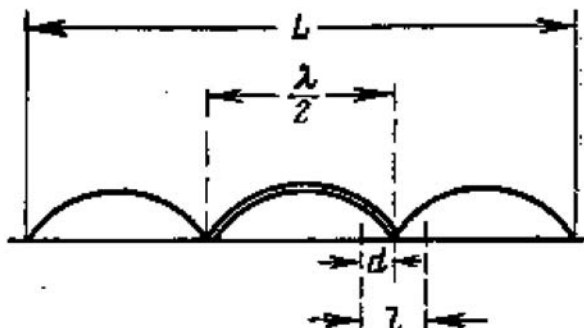


Рис. 13. Измерение длины волны с помощью измерительной линии по расстоянию между двумя минимумами напряженности электрического поля в линии.

Упражнение 1. Измерение длины волны.

Измерение длины волны производится после получения в волноводе стоячей волны. Длина волны измеряется с помощью измерительной линии по расстоянию между двумя минимумами напряженности электрического поля в линии (рис. 13). Индикатором служит усилитель 28-ИМ. Для выполнения упражнения необходимо ознакомиться с описанием измерительной линии (см. Приложение 1). Для большей точности рекомендуется измерить расстояние между двумя наиболее удаленными минимумами L и разделить на число пучностей между ними. Точнее положение минимума определяется из условия $d = \frac{l}{2}$, где l — расстояние между положениями зонда в измерительной линии, при которых показания индикатора будут одинаковы.

За результат измерений взять среднее значение из трех измерений.

Измерив длину волны в линии и зная геометрические формы и размеры линии, необходимо определить длину волны в свободном пространстве:

$$\lambda_{св} = \frac{\lambda_{вол}}{\sqrt{1 + \left(\frac{\lambda_{вол}}{2a}\right)^2}}$$

где $\lambda_{св}$ и $\lambda_{вол}$ — длины волн в свободном пространстве и в прямоугольном волноводе, a — размер большой стороны волновода. Полученное значение необходимо сравнить с длиной волны, рассчитанной по значению частоты на индикаторе генератора СВЧ. **Результаты занести в тетрадь.**

Упражнение 2. Определение коэффициента стоячей волны.

При распространении электромагнитной волны вдоль волновода в линии устанавливается определенная структура электрических и магнитных полей, в общем случае представляющая собой некоторую комбинацию бегущей и стоячей волн и характеризующаяся чередованием узлов и пучностей. Поле в узлах не

достигает при этом нулевых значений. Коэффициент стоячей волны (КСВ) характеризует распространение электромагнитной волны в передающей линии

$$K = \frac{E_{\max}}{E_{\min}},$$

где E_{\max} и E_{\min} – напряженности электрического поля в пучности и в узле, соответственно.

При $K = 1$ имеет место только бегущая волна, и вся энергия поступает в нагрузку, при $K \rightarrow \infty$ – стоячая волна, и энергия в нагрузку не поступает, полностью отражаясь обратно. Измерение КСВ производят с помощью измерительной линии. Пользуясь согласующим трансформатором (трансформатор полных сопротивлений, см. Приложение 2), настраивают волноводную линию на минимум отраженной волны, т. е. на минимум КСВ. Для детектора с квадратичной характеристикой справедливо:

$$E_{\max}^2 \sim a_{\max}, E_{\min}^2 \sim a_{\min},$$

где a – показания индикатора (28-ИМ), и тогда:

$$K = \sqrt{\frac{a_{\max}}{a_{\min}}}.$$

Измерив показания детектора для минимума и максимума волны, рассчитать коэффициент стоячей волны. Необходимо добиться значения КСВ не менее 1.2 – 1.4. При необходимости настройка КСВ повторяется. **Полученное значение КСВ записать в тетради.**

Упражнение 3. Измерение угла поворота плоскости поляризации. Кривая намагничивания, петля гистерезиса.

Установить образец феррита в центре намагничивающей катушки (6) и размагнитить его. Поворотом анализатора (8) добиться максимального отклонения индикатора (11) в цепи детектора (10). Определить ориентацию плоскости поляризации проходящей волны по лимбу (5). Затем, постепенно увеличивая поле в соленоиде, для каждого значения поля поворачивать анализатор так, чтобы на индикаторе (11) были максимальные значения, и снова определять ориентацию плоскости поляризации, отсчитывая угол по лимбу (5).

Получить экспериментальную зависимость угла поворота плоскости поляризации волны от магнитного поля. Поле вычисляется по формуле $H=kI$, где $k=340$ Э/А, I – ток в соленоиде. Измерения проводить через 10 мА в интервале от 0 до 100 мА, через 20 мА в интервале от 100 до 200 мА, далее до 700 мА через 50 мА, затем до 1,2 А через 0,1 А. С указанным выше шагом уменьшить поле до 0. Затем изменив полярность источника постоянного тока и подключение амперметра, провести аналогичные измерения в интервале токов сначала от 0 до –1,2 А, а потом от –1,2 до 0 А. Вновь изменить полярность источника постоянного тока и подключение амперметра и провести измерения в интервале токов от 0 до 1,2 А.

Данные измерений внести в таблицу и представить в виде графика.

Упражнение 4. Исследование зависимости эффекта Фарадея от толщины образца.

Установить образец феррита в форме кольца в центре намагничивающей катушки (6) и размагнитить его. Провести измерения угла поворота плоскости

поляризации, аналогично описанным выше, при токе в катушке 0, 0,7, 0,8 и 0,9 А. Повторить измерения для двух образцов в форме колец.

Данные измерений внести в таблицу и представить в виде графика.

Упражнение 5.1. Электромагнитная волна линейной и эллиптической поляризации.

Без образца. С помощью аттенюатора добиться того, что показания микроамперметра будут составлять 30 делений. Вращая анализатор, получить зависимость показаний аттенюатора, при которых отклонение стрелки микроамперметра составляет 30 делений. Измерения проводить с шагом 10° . Показания аттенюатора и интенсивность сигнала связаны соотношением:

$$I = I_0 \cdot 10^{0,1\alpha}$$

где I – интенсивность электромагнитной волны после прохождения аттенюатора; I_0 – интенсивность исходной волны, α – показания аттенюатора в дБ. Отсюда относительная интенсивность

$$\frac{I}{I_0} = 10^{0,1\alpha}$$

Аналогичные измерения провести с образцом, помещенным в магнитное поле 300 Э.

В сферических координатах на одном графике построить зависимость относительной интенсивности излучения, прошедшего через анализатор, в зависимости от его угла поворота.

Упражнение 5.2. Измерение эллиптичности волны.

Из-за различных потерь (затухания) для правой и левой волн появляется эллиптичность волны. Образец феррита (в форме длинного тонкого стержня) поместить в центр намагничивающей катушки и размагнитить его. Для измерения эллиптичности волны необходимо установить анализатор в такое положение, в котором индикатор показывает максимум. С помощью аттенюатора добиться того, что показания микроамперметра составляют 15 делений. Показания аттенюатора в этом случае – α_{\max} . После этого анализатор поворачивают на 90° и получают минимальные показания индикатора. С помощью аттенюатора, добиваются того, чтобы показания миллиамперметра составляли 15 делений. Показания аттенюатора в этом случае – α_{\min} . Эллиптичность Δ вычисляется по формуле:

$$\Delta = 10^{-0,05(\alpha_{\max} - \alpha_{\min})}$$

Измерения проводить через 10 мА в интервале от 0 до 100 мА, через 20 мА в интервале от 100 до 200 мА, далее до 700 мА через 50 мА, затем до 1,2 А через 0,1 А. **На графике представить зависимость разности $\alpha_{\max} - \alpha_{\min}$ от величины внешнего магнитного поля.**

Упражнение 6. Определение потерь. Потери определяются путем сравнения передаваемых мощностей при наличии и в отсутствие ферритового образца. Для измерения потерь нужно, вынув образец, с помощью аттенюатора получить то значение показания индикатора, которое он давал в присутствии образца в магнитном поле. Разность показаний аттенюатора дает потери. **Данные измерений представить в таблице и в виде кривой зависимости потерь от магнитного поля.**

ЛИТЕРАТУРА

1. Гуревич А. Г. Ферриты на сверхвысоких частотах. М.: Физматгиз, 1960, гл. 7, 8.
2. Микаэлян А. Л. Теория и применение ферритов на сверхвысоких частотах. М.—Л.: Госэнергоиздат, 1963 гл. 1, 2.
3. Н.И.Калитеевский «Волновая оптика» М., «Высшая школа», 1978, стр. 125-131.
4. Р.Фейнман, Р.Лейтон, М.Сэндс «Фейнмановские лекции по физике. Электродинамика» М., Мир, 1977, стр. 221-243.

Приложение 1. Эллиптичность электромагнитной волны, прошедшей через намагниченный образец.

В системе уравнений Максвелла

$$\begin{cases} \operatorname{div} \vec{D} = 0 \\ \operatorname{rot} \vec{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \\ \operatorname{div} \vec{B} = 0 \\ \operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \end{cases} \quad (1.1)$$

$\vec{D} = [\varepsilon] \vec{E}$, $\vec{B} = [\mu] \vec{H}$ тензоры $[\varepsilon]$ и $[\mu]$ будем рассматривать в виде:

$$[\varepsilon] = \begin{vmatrix} \varepsilon_{xx} & -i\varepsilon_{xy} & 0 \\ i\varepsilon_{xy} & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{vmatrix}; [\mu] = 1 \quad (1.2)$$

Компоненты электромагнитной волны запишем в виде: $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i\omega(t - \frac{z}{c}n)}$;

$\vec{H} = \vec{H}_0 e^{i\omega(t - \frac{z}{c}n)}$, где $n_{1,2}$ – показатели преломления для право и левополяризованной волны.

Преобразовав уравнения Максвелла, получим систему уравнений:

$$\begin{cases} E_x(n^2 - \varepsilon_{xx}) - i\varepsilon_{xy}E_y = 0 \\ i\varepsilon_{xy}E_x + E_y(\varepsilon_{yy} - n^2) = 0 \end{cases} \quad (1.3)$$

Эта система будет иметь решение, если ее определитель равен 0. Отсюда получим, что

$$n_{1,2}^2 = \frac{\varepsilon_{yy} + \varepsilon_{xx} \pm \sqrt{(\varepsilon_{yy} - \varepsilon_{xx})^2 + 4\varepsilon_{xy}^2}}{2} \quad (1.4)$$

Из первого уравнения системы (1.3) получим величину эллиптичности этих волн:

$$\left(\frac{E_y}{E_x} \right)_{1,2} = \frac{i(n_{1,2}^2 - \varepsilon_{xx})}{\varepsilon_{xy}} \quad (1.5)$$

Определив связь эллиптичностей первой и второй волн, убедимся в том, что они обратны.

$\left(\frac{E_y}{E_x}\right)_1 \cdot \left(\frac{E_y}{E_x}\right)_2 = 1$, при этом $\left(\frac{E_y}{E_x}\right)_1 = \frac{i\varepsilon_{xy}}{\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy}}$, а $\left(\frac{E_y}{E_x}\right)_2 = \frac{i(\varepsilon_{yy} - \varepsilon_{xx})}{\varepsilon_{xy}}$. Поскольку $\frac{\varepsilon_{xy}}{(\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy})} \ll 1$, первая волна является «малой», а вторая – «большой» (см. рис.9).

Линейно поляризованную волну представим в виде суммы двух эллиптически поляризованных волн. $E = E_1 + E_2$

Эллипс можно задать: $\begin{cases} x = a \cos \varphi \\ y = b \sin \varphi \end{cases}; \begin{cases} x = a \cdot e^{i\varphi} \\ y = -ib \cdot e^{i\varphi} \end{cases}$

Запишем компоненты волн:

$$\begin{cases} (E_1)_x = a_1 \cdot e^{i\omega\left(t - \frac{zn_1}{c}\right)} \\ (E_1)_y = -ib_1 \cdot e^{i\omega\left(t - \frac{zn_1}{c}\right)} \end{cases}; \begin{cases} (E_2)_x = a_2 \cdot e^{i\omega\left(t - \frac{zn_2}{c}\right)} \\ (E_2)_y = -ib_2 \cdot e^{i\omega\left(t - \frac{zn_2}{c}\right)} \end{cases} \quad (1.6)$$

Пусть на входе в оптически активную пластинку толщиной d $E_x = E_0$; $E_y = 0$, тогда

$$\begin{cases} a_1 + a_2 = E_0 \\ b_1 + b_2 = 0 \end{cases} \quad (1.7)$$

Следовательно, $b_1 = -b_2$.

Ранее было показано, что $\frac{b_1}{a_1} = K_1 \ll 1$, а $\frac{b_2}{a_2} = K_2 \gg 1$.

Поскольку $\frac{b_1 \cdot b_2}{a_1 \cdot a_2} = 1$, $-\frac{b_1^2}{a_1 \cdot a_2} = 1$. Следовательно $a_2 = -\frac{b_1^2}{a_1} = -b_1 \cdot K_1$.

На выходе из пластинки толщиной d имеем волну с компонентами:

$$E_x = (E_1)_x + (E_2)_x = a_1 \cdot e^{i\omega\left(t - \frac{dn_1}{c}\right)} + a_2 \cdot e^{i\omega\left(t - \frac{dn_2}{c}\right)}$$

$$E_y = (E_1)_y + (E_2)_y = b_1 \cdot e^{i\omega\left(t - \frac{dn_1}{c}\right)} + b_2 \cdot e^{i\omega\left(t - \frac{dn_2}{c}\right)} = b_1 \cdot e^{i\omega\left(t - \frac{dn_1}{c}\right)} - b_1 \cdot e^{i\omega\left(t - \frac{dn_2}{c}\right)}$$

Тогда эллиптичность волны на выходе:

$$\left(\frac{E_y}{E_x}\right)_d = \frac{-i \cdot \left(b_1 \cdot e^{i\omega\left(t - \frac{dn_1}{c}\right)} - b_1 \cdot e^{i\omega\left(t - \frac{dn_2}{c}\right)} \right)}{a_1 \cdot e^{i\omega\left(t - \frac{dn_1}{c}\right)} + a_2 \cdot e^{i\omega\left(t - \frac{dn_2}{c}\right)}} =$$

$$= K_1 \cdot \sin\left(\frac{\omega d(n_1 - n_2)}{c}\right) - 2K_1 \cdot i \cdot \sin^2\left(\frac{\omega d(n_1 - n_2)}{2c}\right)$$

Таким образом, эллиптичность волны – комплексная величина, действительная часть которой «отвечает» за поворот плоскости поляризации (поворот большой оси эллипса), а мнимая часть – за появление эллиптичности линейно поляризованной волны.

Приложение 2. Измерительная линия

Измерительная линия предназначена для измерения в лабораторных условиях коэффициента стоячей волны (КСВ) и импеданса волноводных узлов в 3-х сантиметровом диапазоне радиоволн.

Технические характеристики

Измерительная линия обеспечивает в лабораторных условиях измерения КСВ в диапазоне частот 8.100 – 12.8 ГГц.

Сечение волновода измерительной линии равно $10,2 \times 22,9$ мм².

Точность измерения КСВ не ниже 5% при КСВ в пределах от 1 до 10.

Интервал рабочих температур $+10 \div +30^\circ$ С.

Измерительная линия представлена на рис.2.1. Она включает в себя: основной волновод, зонд, волновод зонда, волновод детектора, низкочастотный кабель с фишкой для подсоединения к усилителю, усилитель низкой частоты (измерительный усилитель), с которым работает измерительная линия (в данном случае 28-ИМ, см. описание установки).

Снятие кривой распределения поля вдоль основного волновода и измерение КСВ производится следующим образом. Основной волновод измерительной линии включен в тракт испытываемой волноводной системы. Зонд, перемещаясь вдоль щели основного волновода, поглощает часть электромагнитной энергии. Электромагнитная энергия по коаксиалу зонда поступает в волновод зонда и попадает на детектор. Колебания низкой частоты (если ВЧ излучение модулировано) с детектора поступают по низкочастотному кабелю на измерительный усилитель. Линия имеет два органа настройки: поршень детектора и регулятор перемещения волновода, на котором закреплен детектор.

Конструкция.

На станине прибора (рис.2.1) помещен канал основного волновода с щелью (7). Канал оканчивается соединительными звеньями снабженными фланцами: дроссельным и плоским. Вдоль щели основного волновода перемещается каретка (8), скрепленная с волноводом с помощью зонда. Движение каретки осуществляется штурвалом (1), при вращении которого начинают вращаться спиральные приводы шестеренок, обеспечивающих перемещение каретки. В каретке закреплен волновод детектора (9), соединенный с зондом, погруженным в щель основного волновода. Глубина погружения зонда может регулироваться при наладке линии. Во время работы с линией глубина погружения зонда остается неизменной. Волновод детектора обладает возможностью перемещаться относительно зонда. Для настройки детекторной камеры волновод детектора снабжен поршнем и регулировочным винтом (5). Для удобства пользования линией имеется возможность изменять высоту канала линии с помощью подъемного механизма с рейкой.

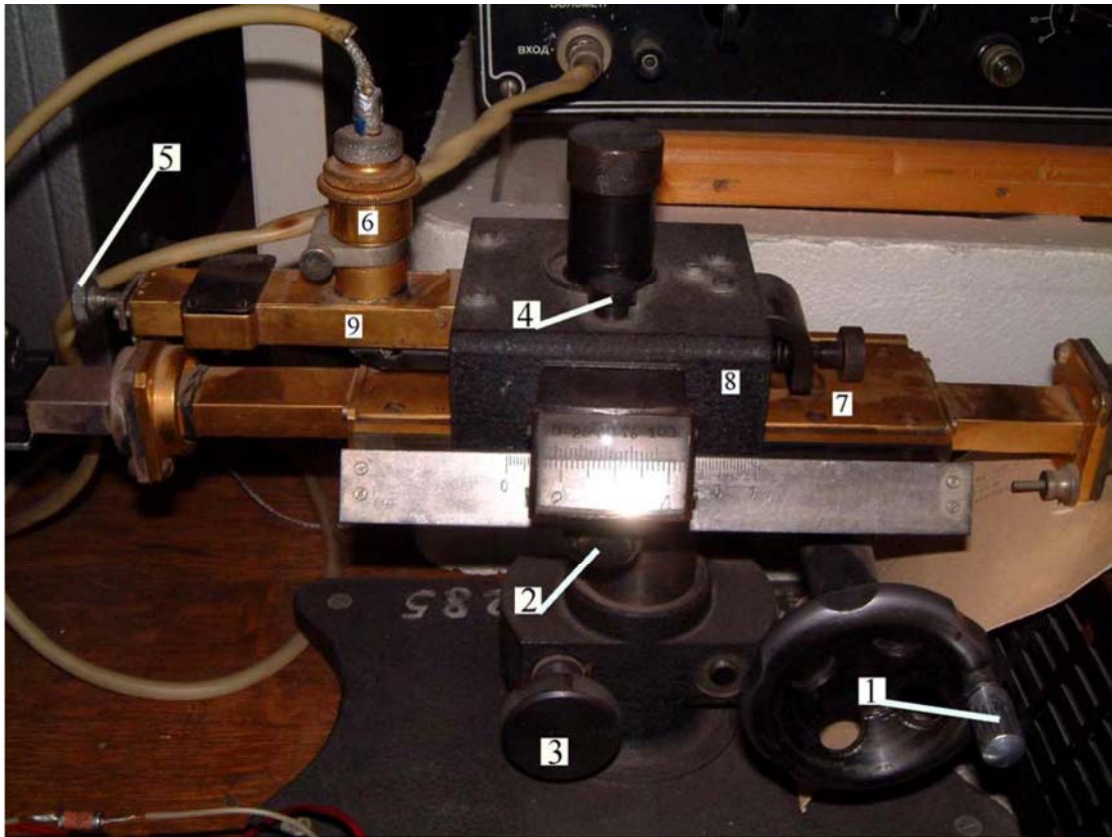


Рис. 2.1. Общий вид измерительной линии

Органы управления и их назначение.

Штурвал с ручкой. С помощью этого штурвала осуществляется перемещение каретки с зондом вдоль щели основного волновода измерительной линии, которое необходимо при измерении КСВ и при измерении импеданса нагрузки.

Ручка регулировки подъема канала линии предназначена для изменения высоты основного волновода прибора над уровнем стола.

Ручка фиксации установки прибора.

Винт регулировки перемещения волновода детектора. Эта регулировка предназначена для уменьшения реактивной составляющей эквивалентной проводимости зонда.

Винт регулировки положения поршня детектора. Регулировка положения поршня детектора относительно детектора предназначена для обеспечения малого шунтирующего действия зонда.

Примечания:

Подход каретки к крайним положениям должен проводиться плавно, во избежание резких ударов, могущих вызвать разрегулировку линии.

Заметим, что обычно детекторная характеристика квадратична при выходных напряжениях ниже 1 милливольт (при сопротивлении нагрузки 500 – 1000 Ом)

Приложение 3. Трансформатор полных сопротивлений

Трансформатор полных сопротивлений служит вспомогательным прибором при наладке волноводных трактов радиоустройств. Он предназначен для согласования сопротивлений нагрузки волноводной линии с волновым сопротивлением волновода в тех случаях, когда эти сопротивления отличаются друг от друга. Критерием согласования служит коэффициент стоячей волны (КСВ), значение которого тем ближе к единице, чем лучше согласованы сопротивления. Прибор рассчитан на применение в лабораторных условиях и ремонтных организациях.

Технические характеристики.

1. Диапазон частот 8600 – 9600 МГц.
2. Максимальная средняя входная мощность 50 ватт.
3. Трансформатор полных сопротивлений обеспечивает согласование нагрузки с КСВ, равным 7,5 до КСВ 1,1 в заданном диапазоне частот.
4. Интервал рабочих температур от + 10°С до + 35°С.
5. Допустимая относительная влажность воздуха до 80% при + 20°С.
6. Коэффициент полезного действия не ниже 95%.
7. Сечение волновода 10*23 мм.
8. Габариты 205*72*52 мм.
9. Вес 1050г.

Состав аппаратуры

Прибор состоит из одного блока, но может быть применён лишь в сочетании с каким-либо измерителем коэффициента стоячей волны (измерительная линия, направленный ответвитель и т. д.).

Схема и принцип действия

Основным рабочим органом прибора являются две кварцевые пробки__

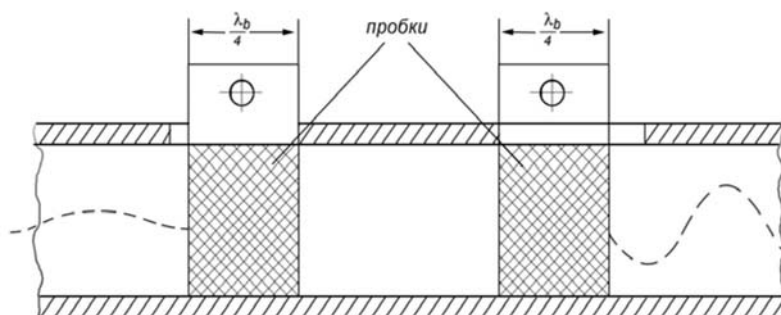


Рис.3.1. Схематичное изображение трансформатора полных сопротивлений с кварцевыми пробками.

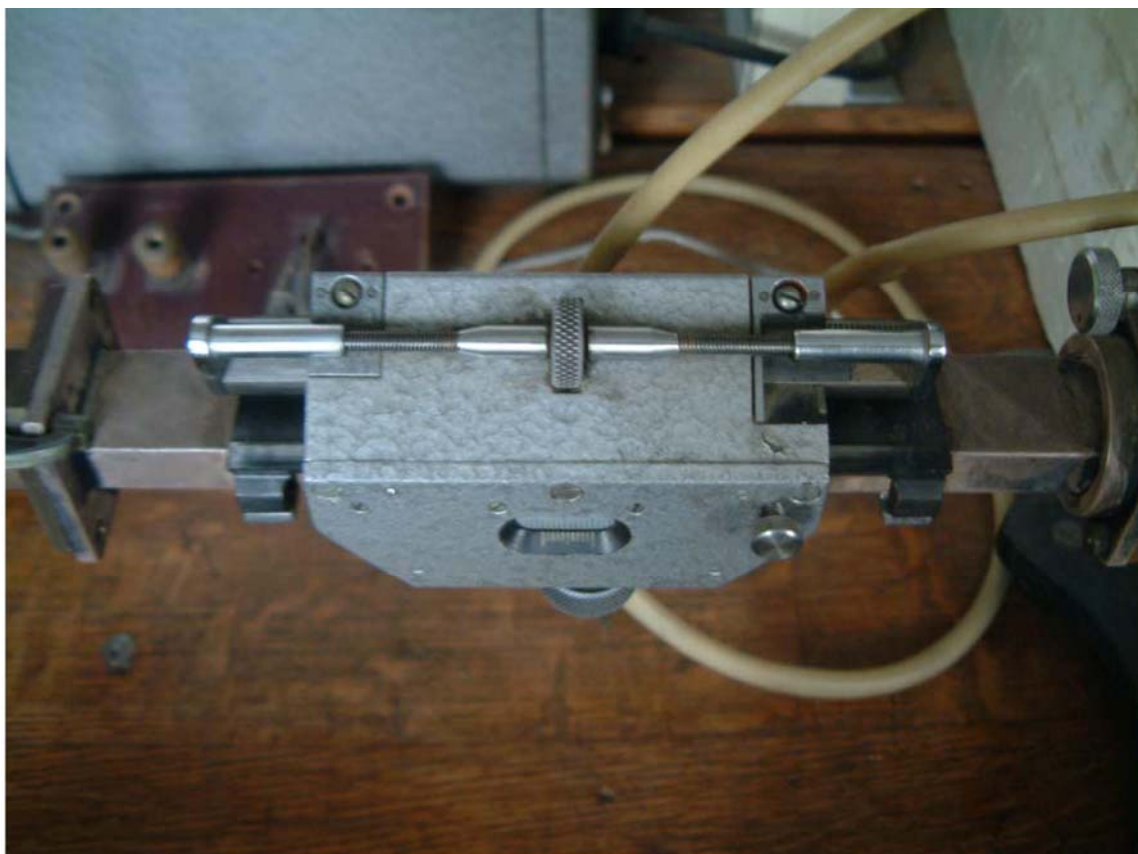


Рис.3.2. Внешний вид трансформатора полных сопротивлений

Приложение 4. Аттенюатор.

Назначение

Переменный аттенюатор как элемент волноводной схемы служит для плавного ослабления передаваемой по волноводу мощности на любое требуемое число децибел в пределах его диапазона ослабления.

$a[\text{дБ}] = 10 \lg \frac{I}{I_0}$, где $a[\text{дБ}]$ – величина, выраженная в дБ, I – измеряемая величина I_0 – базовая величина.

Переменный аттенюатор применяется для наладки и проверки при испытаниях волноводных блоков. Переменный аттенюатор рассчитан на применение в лабораторных условиях и ремонтных организациях.

Технические характеристики

1. Диапазон, частот 8600 - 9600 МГц.
2. Максимальная входная мощность 0,5 ватт (средняя).
3. Начальное затухание аттенюатора не более 0,6 дБ.
4. Максимальное затухание аттенюатора должно быть не менее 35 дБ на частоте 9370 МГц.
5. Абсолютная точность ослабления не хуже $\pm 0,5$ дБ при ослаблении от 0 до 10 дБ и $\pm 5\%$ от установленного значения ослабления, выраженного в дБ, при ослаблении от 10 до 35 дБ.

6. Коэффициент стоячей волны не больше 1,15 для частоты 9370 МГц и не больше 1,20 для остальных частот диапазона.

7. Интервал рабочих температур от + 10°C до + 35°C. Относительная влажность воздуха до 80% при 20°C.

8. Габариты: длина 90мм, высота 95мм, ширина 75мм.

9. Сечение волновода 10X23 мм.

Схема и принцип действия

Рабочей частью аттенюатора является пластинка с нанесенным на нее поглощающим слоем. С помощью ручки и кулачкового механизма (рис. 4.1) пластинка перемещается от стенки к середине волновода, причем, чем ближе пластинка расположена к середине волновода, тем больше рассеивается электромагнитной энергии в поглощающем слое. Пластина дает максимальное ослабление порядка 35 дБ.

Аттенюаторы можно соединить между собой последовательно, скрепив их болтами или струбцинками, тогда, вводя остальные пластины, можно получить сумму ослаблений двух или трех аттенюаторов.

Максимальное ослабление, которое можно получить при помощи 3 последовательно включенных аттенюаторов, составляет величину порядка 100 дБ (на частоте 9370 МГц). Величина введенного ослабления указывается стрелками на шкалах.

Конструктивное оформление

Прибор состоит из волновода с укрепленным на нем механизмом движения пластин ручкой и шкалой.

В аттенюаторе применен волновод сечением 10X23 мм.

Сбоку волновода имеется отверстие для штыря, держащего пластину. Волновод оканчивается двумя плоскими фланцами, служащими для соединения с другими волноводами.

Пластина создает ослабление электромагнитной энергии в волноводе при работе аттенюатора. Она состоит из фарфорового основания 9 (рис. 4.2), на которое нанесен поглощающий слой определенного удельного сопротивления. Концы пластины заострены для снижения отражения электромагнитной волны. Пластина с помощью фосфатцемента крепится к штырю. Штырь пропускается через отверстие в стенке волновода и закрепляется в поводке 8 механизма движения пластин. Таким образом, пластина располагается в начальном положении вдоль узкой стенки волновода. При вводе она приближается к оси волновода.

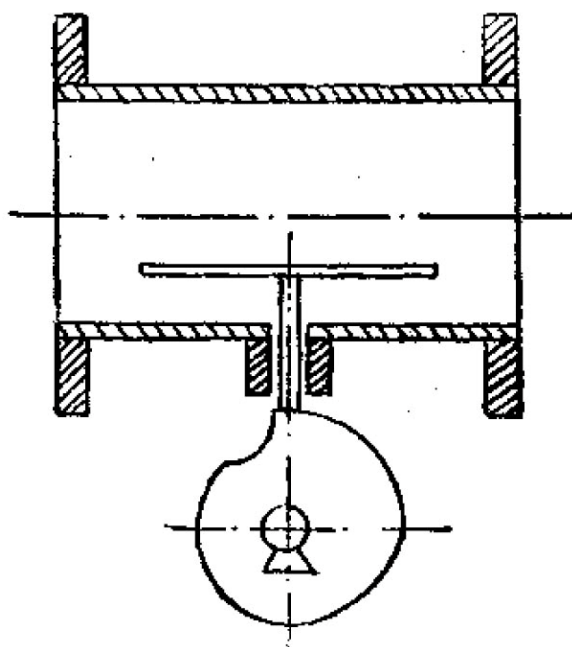


Рис.4.1.

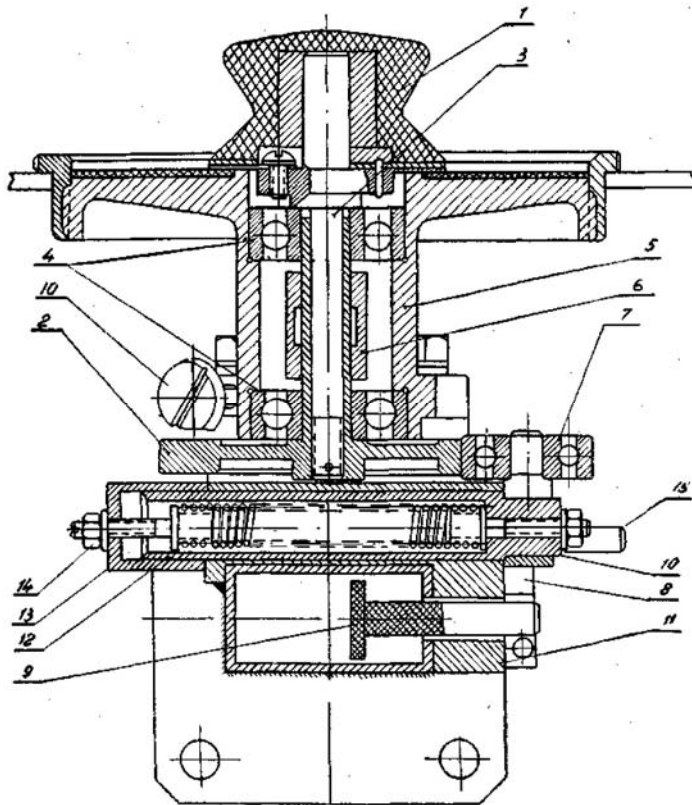


Рис. 4.2.

Пластина приводится в движение следующим образом: при вращении ручки 1 вращается кулачок 2, жестко посаженный с ней на один вал 3. Вал на двух шарикоподшипниках 4 укреплен в стойке 5.

Для устранения люфта в шарикоподшипниках и небольшого торможения вращения вала имеется буска 6. Кулачок через соприкасающийся с ним шарикоподшипник 7 передвигает поводок 8, а вместе с ним пластину 9 и шток 10, служащий для направления движения. Шток вдвигается в корпус 11. Внутри штока помещена пружина 12, закрепленная своими концами в штоке и колпачке 13 и служащая для прижатия шарикоподшипника 7 к эксцентрику. Натяжение пружины регулируется гайкой 14. Направляющая 15 устраняет вращение поводка вокруг оси штока. Механизм смонтирован на корпусе и в стойке, которые жестко соединены с волноводом. На кулачке имеется винт, упирающийся своей шляпкой в крайних положениях ручки в шляпки ограничительных винтов. Этими винтами регулируется угол поворота кулачка ручки.

Оглавление.

ЭФФЕКТ ФАРАДЕЯ В ФЕРРИТАХ В ДИАПАЗОНЕ СВЧ

§ 1. Краткие сведения о ферритах.	3
§ 2. Магнитное вращение плоскости поляризации.	4
§3. Разложение линейно поляризованной волны на циркулярно поляризованные волны. Угол вращения плоскости поляризации.	5
§4. Материальные уравнения и тензоры магнитной и электрической проницаемости.	7
§ 5. Расчет компонент тензора магнитной проницаемости для среды, обладающей магнитной гиротропией.	10
§ 6. Распространение электромагнитных волн в среде. Нормальные моды.	15
§ 7. Описание установки	21
§ 8. Задания	24
Упражнение 1. Измерение длины волны.	24
Упражнение 2. Определение коэффициента стоячей волны.	24
Упражнение 3. Измерение угла поворота плоскости поляризации. Кривая намагничивания, петля гистерезиса.	25
Упражнение 4. Исследование зависимости эффекта Фарадея от толщины образца.	25
Упражнение 5.1. Электромагнитная волна линейной и эллиптической поляризации.	26
Упражнение 5.2. Измерение эллиптичности волны.	26
Упражнение 6. Определение потерь.	26
Приложение 1. Эллиптичность электромагнитной волны, прошедшей через намагниченный образец.	27
Приложение 2. Измерительная линия. Технические характеристики.	29
Конструкция. Органы управления и их назначение.	
Приложение 3. Трансформатор полных сопротивлений. Технические характеристики. Состав аппаратуры. Схема и принцип действия	31
Приложение 4. Аттенюатор. Назначение. Технические характеристики. Состав аппаратуры. Схема и принцип действия. Конструктивное оформление	32
Оглавление.	35