

Открытый резонатор

(автор-составитель: Захаров М.И.; рецензент: Смирных Л.Н.)

Цель работы - изучение характеристик открытого резонатора (многолучевого интерферометра) и его применение для измерения показателя преломления диэлектриков на $\lambda \sim 3$ см.

Введение

Интерференция электромагнитных волн - явление, заключающееся в том, что при наложении двух (или более) когерентных волн в различных точках пространства происходит усиление или ослабление результирующей амплитуды - в зависимости от соотношения между фазами парциальных волн в этих точках. В результате плотность энергии суммарной волны в каждой точке пространства не равна, вообще говоря, сумме плотностей энергии слагаемых волн. Следовательно, интерференцию можно рассматривать как перераспределение в пространстве энергии электромагнитных волн в результате совместного действия источников когерентного излучения.

Известно, что образование интерферирующих волновых пучков (лучей) может происходить двумя способами. При первом способе волна с широким фронтом разбивается на ряд более узких фронтов. Примером интерферометра, основанного на делении фронта волны, является дифракционная решетка. При втором способе происходит деление амплитуды падающей волны. В качестве делителя амплитуды используются, как правило, зеркальные пластинки. Примером устройства, работающего по второму способу, является интерферометр Фабри-Перо. В нем деление амплитуды падающей волны происходит многократно, так что интерференционная картина формируется в результате сложения большого числа когерентных волн с убывающей амплитудой.

Зеркалами интерферометра Фабри-Перо в диапазоне СВЧ могут служить проводящие пластинки с множеством отверстий (обеспечивающих частичную прозрачность этих зеркал), например, сетки или решетки малого периода.

Интерферометр Фабри-Перо (ИФП) изобретен еще в конце XIX века и является в настоящее время одним из наиболее распространенных приборов. Так, он широко используется в качестве высокоэффективного устройства в спектральных измерениях [9], как оптический процессор - в системах аналоговой обработки информации [3], в голографии [8], а также как резонатор - в квантовой электронике [2].

ИФП, применяемый в СВЧ - диапазоне, можно рассматривать как открытый (т.е. без боковых стенок) резонатор. Подобные резонаторы используются для измерения диэлектрических (ϵ) и магнитных (μ) проницаемостей различных веществ (в миллиметровом и примыкающих к нему диапазонах), для диагностики плазмы и т.д. Преимущество внутрирезонаторных методов исследований (в частности, листовых материалов) становится явным, например, когда надо зафиксировать очень малое поглощение или малый сдвиг фазы в образце.

Впервые в технике СВЧ открытые резонаторы-интерферометры применил Кэлшоу [1] для измерения ϵ и потерь в диэлектриках. Затем ИФП был предложен Прохоровым и др. в качестве открытого резонатора квантовых генераторов [2]. Открытые резонаторы в основном применяются в оптическом и в коротковолновой части СВЧ - диапазона, где другие резонансные системы не обеспечивают высокой добротности. Однако следует подчеркнуть, что резонатор открытого типа может быть применен в любом диапазоне длин волн, необходимо лишь обеспечить достаточно

большие (по сравнению с длиной волны) размеры отражающих поверхностей зеркал. Такое устройство, если его использовать, например, в качестве передающей антенны, преобразует электромагнитную энергию, подводимую к нему по волноводу, в направленное излучение, причем преобразование происходит лишь на частотах, соответствующих собственным типам колебаний резонатора.

Вопрос о том, чем считать систему из двух соосных зеркал, установленных на определенном расстоянии друг от друга, - резонатором или интерферометром - достаточно условен. Существуют разные подходы, основанные: на расположении источника энергии по отношению к системе зеркал (внутри или снаружи) [7], на возможности получения резонансов в зависимости от способа возбуждения колебаний (сосредоточенного или распределенного) [4] и др. Можно остановиться на определении, основанном на способе использования данной системы. Если регистрируются смещения интерференционных полос или их искривления, а также иные изменения картины интерференции, обусловленные неоднородным характером распределения показателя преломления в исследуемой среде, то систему естественно рассматривать как многолучевой интерферометр. Если же о параметрах исследуемой среды, помещаемой в систему, судят по изменению резонансной частоты и добротности, то ее удобно рассматривать как открытый резонатор.

Большой вклад в развитие теории открытых резонаторов, становление которой приходится на 1961 - 1966 г.г., внесли работы российских ученых - В.П.Быкова, В.И.Таланова, Л.А.Вайнштейна и др. [11]. Эффективные и универсальные методы анализа систем оптического и СВЧ диапазонов были разработаны Л.А.Вайнштейном [4], которому удалось получить простые аналитические выражения во многих случаях, когда другие (в частности, американские) исследователи были вынуждены прибегать к машинным расчетам.

Добротность резонатора

При распространении волны между зеркалами интерферометра-резонатора имеют место потери, обусловленные прежде всего неполным отражением, а также дифракцией (из-за конечных размеров зеркал). Наличие реальных потерь приводит к затуханию колебаний, если на их поддержание не подводится дополнительная энергия.

Одной из основных характеристик резонансных колебательных систем с затуханием, таких как открытый резонатор, является добротность:

$$Q = 2\pi \frac{W}{\Delta W_T},$$

где W - запасенная энергия колебаний, ΔW_T - энергия, теряемая за период T .

Добротность характеризует способность системы сохранять запасенную энергию. Допустим, что плотность энергии волны равна w , скорость ее распространения c , длина резонатора L , а потери за один проход равны α . Тогда скорость уменьшения плотности энергии за счет потерь дается уравнением

$$\frac{dw}{dt} = -\alpha w (c/L)$$

Решая его, мы получим $w = w_0 \exp(-t/\tau_0)$, где $\tau_0 = L/c\alpha$ - время затухания колебаний в резонаторе.

Из приведенных выражений видно, что

$$Q = 2\pi / [1 - \exp(-T/\tau_0)] \approx 2\pi(\tau_0/T) = \omega\tau_0 = 2\pi L / (\lambda\alpha), \quad (1)$$

где $\omega = 2\pi\nu$, ν - частота колебаний, λ - длина волны; приближение сделано при $L \gg \lambda\alpha$.

Затухающие колебания вида $E = E_0 \exp(-t/2\tau_0 - i\omega t)$ не являются монохроматическими. С помощью преобразования Фурье нетрудно показать, что спектральная ширина резонанса на полувысоте связана с временем затухания колебаний соотношением:

$$\delta\nu = (2\pi\tau_0)^{-1}.$$

Следовательно, при достаточно малых потерях, т.е. при $\alpha \ll L/\lambda$,

$$Q = \frac{\nu}{\delta\nu}. \quad (2)$$

Интересно отметить, что эта формула для добротности резонатора аналогична выражению для разрешающей способности ИФП, к которому подводится внешнее, пропускаемое через интерферометр излучение. Однако, необходимо иметь в виду, что характер стационарных колебаний в многолучевом интерферометре-резонаторе и характер затухающих колебаний в этой же системе существенно различны. Поэтому прежде, чем воспользоваться указанной аналогией на практике, необходимо сравнить ширину резонанса в формуле (2) с шириной полосы пропускания ИФП.

Разрешающая способность интерферометра

Рассмотрим сначала систему из двух параллельных плоских зеркал очень больших размеров, на которую падает достаточно широкий (слабо расходящийся) пучок лучей, т.е. почти плоская волна. Тогда, пренебрегая дифракционными эффектами, можно легко найти (например, с помощью метода Эйри - метода многократных отражений) интенсивность излучения, попадающего в приемное устройство после прохождения через ИФП

$$I(\phi) = K_0 I_{in} \frac{T_1 T_2}{(1 - \sqrt{R_1 R_2})^2 + 4\sqrt{R_1 R_2} \sin^2(\phi/2)},$$

где $T_{1,2}$ и $R_{1,2}$ - коэффициенты пропускания и отражения зеркал; $\phi = 2(\omega/c)L \cos \theta$ - разность фаз соседних интерферирующих лучей; θ - угол падения излучения; I_{in} - интенсивность падающей волны; K_0 - доля энергии, попадающей в приемное устройство при отсутствии ИФП.

В случае одинаковых зеркал, т.е. при $T_1 = T_2 = T_0$ и $R_1 = R_2 = R_0$

$$I(\phi) = \left(1 - \frac{A_0}{1 - R_0}\right)^2 \frac{I_0}{1 + [4R_0 / (1 - R_0)]^2 \sin^2(\phi/2)}. \quad (3)$$

Здесь $A_0 = 1 - R_0 - T_0$ - коэффициент поглощения; $I_0 = K_0 I_{in}$.

Т.к. $\sin^2(\phi/2)$ меняется от 0 до 1, то интенсивность регистрируемого излучения меняется непрерывно от $I_{\max} = [T_0 / (1 - R_0)]^2 I_0$ до $I_{\min} = [T_0 / (1 + R_0)]^2 I_0$. Если считать, что $T_0 + R_0 = 1$, т.е. если в зеркалах отсутствует поглощение, то $I_{\max} = I_0$.

Максимумы прозрачности достигаются при совпадении частоты падающего излучения с одной из собственных частот ИФП, т.е. при выполнении условия резонанса:

$$2L \cos \theta = q\lambda, \quad (4)$$

где q - целое положительное число (порядок интерференции). Отсюда находим резонансные частоты

$$\nu_q = \frac{c}{2L \cos \theta} q,$$

для которых коэффициент пропускания ИФП максимален и равен

$$\tilde{T}_{\max} = [T_0 / (1 - R_0)]^2.$$

Теперь, полагая, что $2\sqrt{R_0} / (1 - R_0) \gg 1$, нетрудно из (3) определить спектральную ширину полосы пропускания ИФП, т.е. интервал частот, на краях которого интенсивность уменьшается в 2 раза по сравнению с I_{\max} :

$$\delta\nu_u = \frac{1 - R_0}{\pi\sqrt{R_0}} \frac{c}{2L \cos \theta} = \frac{\Delta\nu}{N_{\text{эфф}}}.$$

Здесь $N_{\text{эфф}} = \pi\sqrt{R_0} / (1 - R_0)$ - число эффективно интерферирующих лучей, т.е. число одинаковых по амплитуде лучей, обеспечивающих такую же разрешающую способность, как и бесконечное число лучей с убывающей амплитудой; $\Delta\nu = c / (2L \cos \theta)$ - область дисперсии ИФП, т.е. интервал, внутри которого не происходит переналожения соседних порядков интерференции.

И, наконец, находим разрешающую способность

$$\mathfrak{R} = \frac{\nu}{\delta\nu_u} = qN_{\text{эфф}} = \frac{2L \cos \theta}{\lambda} \frac{\pi\sqrt{R_0}}{1 - R_0}.$$

Отсюда следует, что разрешающая способность ИФП повышается с уменьшением угла падения волны θ и с увеличением коэффициента отражения R_0 . При $\cos \theta \approx 1$ и $\sqrt{R_0} \approx 1$

$$\mathfrak{R} = \frac{2\pi L}{\lambda(1 - R_0)} \quad (5)$$

До сих пор мы рассматривали ИФП, в котором существенны только те потери, которые обусловлены отличием коэффициентов отражения зеркал от единицы. На практике же могут играть существенную роль дифракционные эффекты, возможны также поглощение и рассеяние излучения в среде между зеркалами и т.д. Поэтому удобно ввести для зеркал некий эффективный коэффициент отражения $R_\alpha < R_0$, в котором учтены потери энергии любой природы [5], в том числе потери из-за выхода излучения из резонатора вследствие дифракции. Тогда вместо (5) будем иметь

$$\mathfrak{R} = \frac{\nu}{\delta\nu_u} = \frac{2\pi L}{\lambda\alpha},$$

где $\alpha = 1 - R_\alpha$, причем $\alpha \ll 1$.

Сравнивая это выражение с формулами (1) и (2) для добротности, видим, что в рамках сделанного приближения

$$\delta\nu_u = \delta\nu \quad \text{и} \quad \mathfrak{R} = Q.$$

Дифракционные потери в открытых резонаторах с плоскими зеркалами

Величину Q , согласно (1), можно поднять путем увеличения L , однако при разведении зеркал вклад дифракционных потерь в α также возрастает.

Вопрос о дифракционных потерях в открытых резонаторах имеет особое значение. Прежде всего следует отметить, что наличием дифракционных потерь открытые резонаторы отличаются от замкнутых объемных резонаторов. Именно дифракционные потери осуществляют прореживание спектра собственных колебаний при удалении боковых стенок у “закрытого” (объемного) резонатора, обеспечивая низкую добротность для колебаний, распространяющихся под достаточно большими углами к оси резонатора. Конечно это не единственный источник потерь, а в

некоторых случаях даже не главный. Но в случае идеально отражающих зеркал и абсолютно прозрачной межзеркальной среды потери энергии, обусловленные дифракцией на краях зеркал с конечной апертурой, остаются принципиально неустранимыми, а потому принципиально важными.

Рассмотрим резонатор, состоящий из двух одинаковых плоских зеркал радиуса R . Пусть волна с однородным поперечным распределением амплитуды и плоским фронтом стартует от одного из зеркал. Прежде, чем эта волна достигнет второго зеркала, она, очевидно, потеряет часть энергии из-за дифракционного распыления. Радиус волнового пучка, прошедшего расстояние $L \ll R^2 / \lambda$, увеличится на величину $\Delta R \approx \sqrt{\lambda L} \ll R$ [5]. Поэтому излучение, попадающее в кольцо площадью $2\pi R \Delta R$ вокруг второго зеркала, выйдет из резонатора. Таким образом, доля энергии α_D , теряемая за счет дифракции за один проход (в предположении об однородном распределении амплитуды и фазы поля), равна отношению площади рассмотренного кольца к площади зеркала, т.е.

$$2\pi R \Delta R / \pi R^2 \approx 2\sqrt{\lambda L} / R = 2/N^{1/2}. \quad (6)$$

Здесь $N = R^2 / \lambda$ - число Френеля, показывающее сколько примерно зон Френеля укладывается на одном из зеркал резонатора, если на него смотреть из центра другого зеркала.

Если же распределение амплитуды поля на зеркале отличается от однородного, заметно спадая к краям, то доля энергии, теряемая за счет дифракции, будет меньше, чем в приведенной оценке.

Более строгий подход к оценке дифракционных потерь в открытых резонаторах основан на возможности существования в них устойчивых мод (собственных типов колебаний). Действительно, дифракционное распыление препятствует возвращению в резонатор полной энергии исходного излучения при каждом акте прохождения излучения между зеркалами и отражения от зеркал. Именно поэтому закономерен вопрос о том, приближается ли распределение поля в резонаторе после многих проходов к стационарному, воспроизводящемуся при каждом дальнейшем проходе состоянию, т.е., иначе говоря, существуют ли в открытом резонаторе устойчивые типы колебаний с малыми потерями.

Ответ был дан в известных работах А.Фокса и Т.Ли [10]. Для вычисления электромагнитного поля у одного из зеркал в виде интеграла от поля у другого зеркала использовалось скалярное представление принципа Гюйгенса в форме Кирхгофа-Френеля. (Это допустимо, если размеры зеркал велики по сравнению с длиной волны, поле близко к поперечному электромагнитному, а поляризация волны не меняется, оставаясь линейной).

Процедура вычислений, выполняемых в [10] методом последовательных приближений, начиналась с предположения о произвольной начальной конфигурации поля и затем повторялась для сотен проходов излучения между зеркалами. Вычисления проводились с помощью ЭВМ. В результате оказалось, что установившаяся полевая конфигурация становится действительно самовоспроизводящейся после конечного числа проходов. Под "самовоспроизведением" имеется в виду ситуация, когда распределения амплитуды и фазы поля после прохождения от одного зеркала до другого и обратно остаются неизменными с точностью до постоянного комплексного множителя, учитывающего общие потери и фазовый сдвиг за проход.

На основе анализа данных, приведенных в [10], дифракционные потери можно представить в виде

$$\alpha_D = A(\lambda L/R^2)^B = A/N^B, \quad (7)$$

где A и B - постоянные, зависящие от геометрии зеркал, N - число Френеля. Для плоских круглых зеркал $A \approx 0.2$, $B \approx 1.4$.

С учетом потерь на отражение $\alpha_R = 1 - R_0$ и потерь на дифракцию α_D находим

$$1/Q = \lambda \alpha_R / (2\pi L) + [\lambda / (2\pi L)] A (\lambda L / R^2)^B.$$

Рассматривая добротность Q как функцию длины L резонатора, получим условия, при которых добротность максимальна

$$\alpha_R = \alpha_D (B - 1), \quad L = (R^2 / \lambda) \{ \alpha_R / [A(B - 1)] \}^{1/B}.$$

Типы колебаний открытого резонатора с плоскими прямоугольными зеркалами

И опыт, и аналитические расчеты [4,5,11] показывают, что в открытых резонаторах с плоскими зеркалами поле собственного типа колебаний (моды) представляет собой стоячую волну с почти плоским волновым фронтом, а зависимость амплитуды поля как от продольной (z), так и от поперечных (x, y) координат хорошо описывается (при больших числах Френеля) произведением гармонических функций, которые спадают практически до нуля на краях зеркал:

$$\sin(k_x x) \sin(k_y y) \sin(k_z z) \exp(-i\omega t), \quad (8)$$

где

$$k_x \approx (\pi / a) m, \quad k_y \approx (\pi / b) n, \quad k_z = (\pi / L) q. \quad (9)$$

Здесь q, m и n - целые положительные числа, a и b - длины сторон прямоугольных зеркал, а начало координат совмещено с вершиной зеркала.

Машинные расчеты [10] также показали, что для стационарного распределения поля характерно уменьшение амплитуды к краю зеркала. (Кстати, именно поэтому величина дифракционных потерь, рассчитанных по формуле (7), существенно меньше, чем по формуле (6)).

Однако, работа [10] не объясняет - каким образом в открытом резонаторе устанавливаются стоячие волны в направлениях, параллельных краям зеркал.

Механизм образования стоячих волн был раскрыт в [4], где показано, что высокодобротный собственный тип колебаний в открытом резонаторе можно рассматривать как волноводную волну между параллельными плоскостями при частоте, лишь слегка превышающей критическую частоту $\nu_{кр} = cq / (2L)$. Когда такая волна подходит к открытому краю резонатора, дифракция на открытом крае приводит к тому, что излучение почти не выходит наружу и "отражается" назад. При этом фазовый скачок при отражении несколько отличается от π [4], вследствие чего узлы образовавшейся стоячей волны немного не совпадают с краями зеркал (см. (9)).

К выводу о почти полном отражении волноводной волны от края резонатора приводят также следующие соображения. При частоте, близкой к критической, волна является медленной, т.е. подходит к открытому краю с низкой групповой скоростью [6]. При этом ее фазовая скорость, как известно, намного больше скорости света в вакууме. Следовательно плоскость, проходящая через края зеркал параллельно оси резонатора, может рассматриваться как высокоотражающая граница раздела между внешним пространством и средой с очень малым показателем преломления, эквивалентной волноводу [6].

Таким образом, роль дифракционных эффектов оказывается двойственной. С одной стороны, уход энергии из резонатора из-за дифракции приводит к уменьшению его добротности, а с другой - поле удерживается внутри, несмотря на отсутствие боковых стенок, именно благодаря дифракции.

Перепишав (8) в форме

$$\sin(k_x x) \sin(k_y y) \left[e^{i(k_z z - \omega t)} - e^{-i(k_z z + \omega t)} \right] / (2i),$$

видим, что стоячая волна состоит из двух когерентных волновых пучков, распространяющихся вдоль оси резонатора в противоположных направлениях и

имеющих распределение поля в поперечной плоскости, которое описывается комбинацией слагаемых вида $\exp[i(\pm k_x x \pm k_y y)]$.

Таким образом, каждый из двух пучков, распространяющихся вдоль оси z , состоит, в свою очередь, из четырех плоских волн. Углы, под которыми распространяются волны в резонаторе, очевидно, могут принимать лишь дискретный ряд значений:

$$\sin \theta_{mn} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2} / k.$$

Отсюда, с учетом (9), следует, что

$$2L \cos \theta_{mn} \approx q\lambda. \quad (10)$$

Волны с $m \geq 2, n \geq 2$ называются боковыми волнами, в отличие от осевой или аксиальной волны с минимальными значениями $m = n = 1$. (Интересно отметить сходство и различие формул (10) и (4)!).

Обратимся к частотным характеристикам резонатора. Как известно, между модулем волнового вектора и круговой (циклической) частотой существует связь $\omega = kc$. Поэтому для частот стоячих волн получаем:

$$\omega_{mnq}^2 = c^2(k_x^2 + k_y^2) + (\pi c q / L)^2.$$

Опуская поперечные индексы и переходя от круговых к обычным частотам, эту формулу, с учетом (9), можно переписать в виде

$$\nu_q^2 = \nu_0^2 + (cq/2L)^2, \quad (11)$$

где $\nu_0^2 \approx [(m/a)^2 + (n/b)^2](c/2)^2$. Более точно параметр ν_0^2 можно вычислить с помощью теории, изложенной в [4]. Он может быть также определен экспериментально.

При внесении диэлектрической пластины в резонатор его длина L с “точки зрения” волны изменяется на величину ΔL , зависящую от показателя преломления n_0 пластины и ее толщины, что, в свою очередь, приводит к сдвигу собственных (резонансных) частот. На основе (11) нетрудно получить формулу для определения n_0 по результатам соответствующих измерений.

И, наконец, рассмотрим оценку дифракционных потерь на основе сравнительно простых соображений, дающую, с точностью до безразмерного коэффициента, правильный результат. (Более строгая теория приведена в [4]).

Для того, чтобы дифракционные потери были малыми, уширение пучка должно составлять небольшую часть от поперечных размеров зеркал. Это возможно только при дифракции Френеля. В этом случае пучок, пройдя расстояние L , уширится на величину $\sqrt{\lambda L}$, примерно равную радиусу первой зоны Френеля [5,6].

Тогда, после распространения бегущей волны от первого зеркала на длину L , т.е. до второго зеркала, за пределы последнего может проникнуть лишь та часть потока энергии, которая проходит через полосу вдоль периметра исходного волнового фронта с шириной порядка $\sqrt{\lambda L}$ [5].

Т.к. зависимость потока энергии от поперечных координат, согласно (8), имеет вид

$$\sin^2(\pi m x / a) \sin^2(\pi n y / b),$$

то полный поток энергии, стартующий от первого зеркала, пропорционален величине

$$\int_0^a \sin^2(\pi m x / a) dx \int_0^b \sin^2(\pi n y) dy = ab / 4,$$

а мимо второго зеркала проходит часть этого потока, сосредоточенная в указанной полосе, т.е.

$$2b \int_0^{\sqrt{\lambda L}} \sin^2(\pi m x / a) dx + 2a \int_0^{\sqrt{\lambda L}} \sin^2(\pi n y / b) dy \approx \frac{2\pi^2}{3} \left(\frac{m^2}{a^2} b + \frac{n^2}{b^2} a \right) (\lambda L)^{3/2}.$$

(Здесь синусы заменены аргументами.)

Следовательно, для относительных потерь имеем

$$\alpha_D \propto m^2 \left(\sqrt{\lambda L} / a \right)^3 + n^2 \left(\sqrt{\lambda L} / b \right)^3$$

Полученное выражение справедливо, если

$$\left(\pi m \sqrt{\lambda L} \right) / a \ll 1, \quad \left(\pi n \sqrt{\lambda L} \right) / b \ll 1.$$

При $a=b$ (квадратные зеркала)

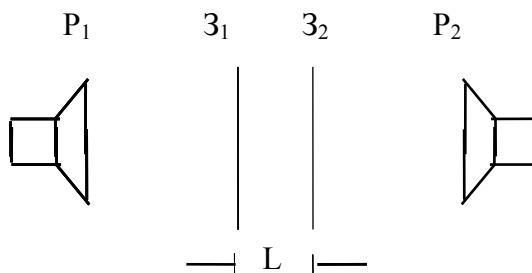
$$\alpha_D \propto (m^2 + n^2) / N^{3/2},$$

где N - число Френеля.

Описание экспериментальной установки

В качестве источника излучения используется “Генератор качающейся частоты 61”. Излучение от него направляется при помощи рупорной антенны P_1 (см. рис.) на систему из двух частично прозрачных высокоотражающих зеркал Z_1 и Z_2 , т.е. резонатор Фабри-Перо (РФП). Зеркалами служат плоские металлические решетки малого (по сравнению с длиной волны) периода. Их размеры $a=b \approx 20$ см. Такие решетки обладают анизотропной проводимостью: электромагнитные волны, поляризованные параллельно проводничкам, отражаются от решетки, как от хорошо проводящего зеркала, а волны с перпендикулярной поляризацией проходят через решетку почти без отражения.

Часть излучения, прошедшего через РФП, улавливается приемным рупором P_2 и регистрируется “Индикатором КСВН и ослабления Я2Р-67”. Следует отметить, что в данной работе предполагается использование безлинзовой системы регистрации интерференционного сигнала. (В этом случае, как показано в [12], коэффициент пропускания РФП с хорошей точностью описывается функцией Эйри как в дальней, так и в ближней зоне).



Подготовка к измерениям

а) сначала (при удаленном РФП) выбирается полоса частот для измерения $\delta\nu$ и $\Delta\nu$; в этом качестве наиболее подходящим является горизонтальный участок амплитудно-частотной характеристики (АЧХ), на котором коэффициент передачи сигнала между передающей и приемной антеннами является наибольшим;

б) вращая ручку “отсчет” совместить отсчетную линию с указанным участком и с помощью ручки “калибровка” установить затухание 0 db на log - шкале (при этом коэффициент передачи принимается равным 1);

в) установить РФП на оптическую скамью и отъюстировать его при расстоянии между зеркалами $L_1 \approx \lambda / 2$ так, чтобы на резонансной частоте коэффициент пропускания интерферометра-резонатора \tilde{T}_{\max} был близок к 1;

г) объяснить отличие АЧХ, получаемой в режиме автоматической перестройки частоты от АЧХ, получаемой в ручном режиме.

Задания

1) Получив спектр интерференционного сигнала при расстоянии между зеркалами РФП $L_1 \approx \lambda / 2$, объяснить его особенности. Нарисовать диаграмму направленности излучения, выходящего из резонатора, для волн с поперечными индексами поля $m=n=1$ и, например, $m=n=4$.

2) Перемещая одно из зеркал (при неподвижном втором) измерить ширину $\delta\nu$ полосы пропускания на уровне $\tilde{T}_{\max} / 2$ (затухание 3 db) при $L_q \approx q\lambda / 2$ ($q=1,2,3,\dots,6$), фиксируя при этом соответствующие резонансные частоты ν_q , а также величину затухания при резонансной настройке.

3) Измерить сдвиг резонансной частоты при внесении в РФП прозрачной диэлектрической пластины.

4) По результатам измерений в п.2 рассчитать разрешающую способность (добротность) и величину дифракционных потерь; построить в log - масштабе график зависимости дифракционных потерь от числа Френеля; представив дифракционные потери в виде $\alpha_D = \gamma N^\beta$, определить константы β и γ .

5) По результатам измерений в п.3 вычислить параметр ν_0^2 , входящий в формулу (11) и определить показатель преломления диэлектрика. Сравнить внутрирезонаторный способ измерений с методом двухлучевой интерферометрии.

6) Оценить погрешности.

Контрольные вопросы

1) Как определить экспериментально количество волновых пучков, эффективно участвующих в интерференции?

2) При каких условиях разрешающая способность интерферометра - резонатора равна его добротности?

3) Можно ли рассматривать зеркало в виде сетки или решетки как сплошное при анализе его отражающих свойств? при анализе дифракции на его краях?

4) С какой точностью должна обеспечиваться параллельность зеркал?

Список литературы

- [1] А.С. Завьялов, Г.Е. Дунаевский. Измерение параметров материалов на сверхвысоких частотах. Изд-во Томского ун-та, 1985 г.
- [2] Н.В. Карлов. Лекции по квантовой электронике. М., Наука, физ.-мат., 1983 г.
- [3] Ю.Н. Дубнишев, Б.С. Ринкевичус. Методы лазерной доплеровской анемометрии. М., 1983 г.
- [4] Л.А. Вайнштейн. Открытые резонаторы и открытые волноводы. М., "Советское радио", 1966 г.
- [5] Г.С. Ландсберг. Оптика. М., Наука, 1976 г.
- [6] И.Н. Мешков, Б.В. Чириков. Электромагнитное поле, ч.2. Наука, Сибирское отделение, 1987 г.
- [7] А.В. Белинский, А.С. Чиркин. Дифракционная теория многолучевого интерферометра. //Вестник Моск. ун-та. Сер. 3 - Физика. Астрономия, 1986, т.27, №4, с.53 - 58.
- [8] В.К. Животов, М.Ф. Кротов. Голография с помощью интерферометра Фабри-Перо. //Доклады АН СССР, 1975, т.224, №5, с.1053 - 1055.
- [9] И.В. Скоков. Расчет спектральных интерференционных приборов. М., "Машиностроение", 1983 г.
- [10] Сб. статей "Лазеры". М. Издательство иностр. литературы, 1963, с. 325 - 362.
- [11] Ю.А. Ананьев. Оптические резонаторы и проблемы расходимости лазерного излучения. М.,Наука, физ.-мат.,1983 г.
- [12] Ю.А. Завенягин, Ю.П. Донцов. Учет дифракционной расходимости лазерного пучка в многолучевой интерферометрии. //Ж-л прикл. спектроскопии, 1971, т.XIV, вып. 3, с. 397-401.