Элементы теории оптических резонаторов

# 1. Общие сведения

Дадим сначала качественную терминологию. Резонатор (от лат. resono - звучу в ответ, откликаюсь) - устройство или природный объект, в котором происходит накопление энергии колебаний, поставляемой извне. Как правило, резонаторы относятся к линейным колебательным системам и характеризуются резонансными частотами. При приближении частоты внешнего воздействия к резонансной частоте в резонаторе наблюдается достаточно резкое увеличение амплитуды вынужденных колебаний. Это - явление резонанса. После отключения внешнего источника колебания внутри резонатора какое-то время сохраняются. Они совершаются на частотах, близких к резонансным, и представляют собой уже собственные или свободные колебания резонатора (моды). Если пренебречь диссипацией (в т. ч. потерями на излучение), то резонатор ведёт себя как идеальная консервативная колебательная система, обладающая дискретным спектром собственных колебаний. При наличии потерь чисто гармонические собственные колебания невозможны, соответствующие им резонансные кривые резонатора уширяются. Это уширение характеризуют добротностью Q = w/Dw (w - резонансная частота, Dw-ширина резонансной кривой). Добротность определяет отношение запасённой в резонаторе колебательной энергии W к энергии потерь за один период колебаний, Q = wW/P (P - мощность потерь); однако следует иметь в виду, что само понятие запасённой энергии в диссипативных системах является до некоторой степени условным, зависящим от принятой модели (идеализации) резонатора.



Введем теперь некоторое формальное рассмотрение, а именно рассмотрим прямоугольную полость с идеально проводящими стенками, равномерно заполненную диэлектриком. Вычислим распределение стоячих электромагнитных волн, которое может существовать в этой полости. Согласно уравнениям Максвелла, напряженность электрического поля волны должна удовлетворять волновому уравнению , где *с* - скорость света в рассматриваемой среде. Кроме того, напряженность электрического поля должна удовлетворять следующему граничному условию на каждой стенке: , где - нормаль к поверхности рассматриваемой стенки. Это условие выражает тот факт, что тангенциальная компонента электрического поля должна обращаться в нуль на стенках полости. Эта задача решается методом разделения переменных, т.е. решение ищется в виде . Подставляя его в уравнение, получим два независимых уравнения на пространственные и временную переменные:

где *k* - постоянная величина. Второе уравнение имеет общее решение

,

где и - произвольные постоянные величины, . Если функция *A(t)* дается последним выражением, то решение соответствует определенной конфигурации стоячей волны электромагнитного поля внутри полости. Действительно амплитуда этой волны в данной полости является постоянной во времени. Решение такого типа называется электромагнитной модой полости.

Рассмотрим теперь первое уравнение. Это есть уравнение Гельмгольца. Нетрудно убедиться, что ему удовлетворяют выражения

для любых значений , при условии, что . Кроме того, эти решения уже удовлетворяют граничным условиям на трех плоскостях *x=0, y=0, z=0.* Если мы потребуем, чтобы граничные условия были выполнены и на других стенках полости, то получим , , где *l,m,n* - произвольные положительные целые числа, которые представляют собой количества узлов моды стоячей волны в направлениях соответственно *x, y, z.* При заданных *l,m,n* частота моды будет определяться выражением:

Однако сама мода еще полностью не определена, поскольку остаются произвольными . Тем не менее, из уравнений Максвелла следует еще одно условие, которому должно удовлетворять электрическое поле, а именно . Из этого условия с помощью выражений для получаем . Отсюда видно, что при заданных *l,m,n* из трех величин только две являются независимыми, вектор при этом лежит в плоскости, перпендикулярной . В этой плоскости для выбора направления вектора остаются лишь две степени свободы и, следовательно, возможны только две моды. Любой другой вектор, лежащий в этой плоскости, можно представить в виде линейной комбинации двух уже выбранных векторов.

Подсчитаем теперь число мод полости, имеющих частоты от 0 до . Это число будет такое же, как и число мод, волновой вектор которых имеет величину в пределах от 0 до . Из выражений для видно в - пространстве возможные значения для даются векторами, соединяющими начало координат с узловыми точками трехмерной решетки (см. рис.).



Поскольку величины , являются положительными, мы должны учитывать только точки, лежащие в положительном октанте. Число таких точек, соответствующих величинам от 0 до , равно одной восьмой отношения объема сферы с центром в начале координат и радиусом к объему элементарной ячейки размерами , , . Поскольку для каждого значения возможно существование двух мод, мы имеем

где - объем полости.


# 2. Резонатор Фабри-Перо



Резонатор Фабри-Перо состоит из двух плоских зеркал, расположенных параллельно друг другу. В первом приближении моды такого резонатора можно представить как суперпозицию двух плоских электромагнитных волн, распространяющихся в противоположных направлениях вдоль оси резонатора. В рамках этого приближения нетрудно получить резонансные частоты, если наложить условие, что длина резонатора L должна быть равна целому числу полуволн, т. е. , где - положительное целое число. Такое условие является необходимым для того, чтобы на обоих зеркалах электрическое поле электромагнитной стоячей волны было равно нулю. Отсюда следует, что резонансные частоты определяются следующим образом: . Интересно заметить, что такое же самое выражение можно получить, если наложить условие, чтобы набег фазы плоской волны после полного прохода (в прямом и обратном направлении) через резонатор был бы равен целому числу, умноженному на , т.е. . Это условие нетрудно получить из соображений самосогласованности. Если частота плоской волны равна частоте моды резонатора, то набег фазы волны при полном проходе резонатора должен быть равен нулю (без учета целого, кратного ), поскольку только в этом случае благодаря последовательным отражениям амплитуды волн в любой произвольной точке будут складываться в фазе и давать значительное суммарное поле.

Впервые плоскопараллельный резонатор (резонатор Фабри-Перо) рассмотрели Шавлов и Таунс, которые предложили распространить принцип действия мазера на оптический диапозон. Рассматривая эту задачу, они использовали аналогию с закрытым прямоугольным резонатором, моды которого хорошо известны.

Напомним, что для прямоугольного резонатора составляющие напряженности электрического поля можно написать в виде

а резонансные частоты даются выражением

Заметим, что выражения для можно записать в комплексной форме, если представить синусы и косинусы через экспоненциальные функции. При этом можно показать, что каждая составляющая поля *Е* записывается как сумма восьми членов вида

*,*

т.е. как сумма восьми плоских волн, распространяющихся вдоль направлений, определяемых восемью волновыми векторами с компонентами , и . Следовательно, направляющие косинусы этих векторов равны , где - длина волны, соответствующая данной моде. Суперпозиция этих восьми плоских волн дает стоячую волну, определяемую выражениями для . Кроме того, Шавлов и Таунс высказали предположение о том, что моды открытого резонатора с хорошей точностью описываются теми модами прямоугольного резонатора, для которых *(l,m) <<n* (открытый резонатор получается из закрытого путем удаления боковых стенок). Доказательством справедливости этого предположения является то, что моды рассматриваемого нами резонатора можно представить в виде суперпозиции плоских волн, распространяющихся под очень малыми углами к оси *z*. Следовательно, можно ожидать, что отсутствие боковой поверхности существенно не изменит эти моды. Однако на те моды, у которых значения *l* и *m* не малы по сравнению с *n*, отсутствие боковой поверхности окажет сильное влияние. После удаления боковых сторон резонатора дифракционные потери для этих мод становятся столь большими, что их не имеет смысла в дальнейшем рассматривать. Если *(l,m) <<n*, то резонансные частоты плоскопараллельного резонатора можно найти из выражения для путем разложения его в степенной ряд:

Таким образом, для каждого набора трех значений *I*, *m* и *n* существует вполне определенная мода резонатора с вполне определенной резонансной частотой. Из последнего выражения можно сразу получить разность частот между двумя модами, имеющими одни и те же значения *l* и *m*, но различающиеся на единицу значения *n*. Таким образом, . Эти две моды отличаются друг от друга лишь распределением поля вдоль оси *z* (т. е. в продольном направлении). Поэтому нередко называют разностью частот между двумя последовательными продольными модами. Разность частот между двумя модами, различающимися лишь значениями *m* на единицу (т. е. разность частот между последовательными поперечными модами), записывается в виде

*.*



Для типичных значений *L* величины составляют порядка несколько сотен мегагерц, тогда как (или ) - порядка нескольких мегагерц. Следует заметить, что моды с одинаковыми *n*, но разными *l* и *m*, удовлетворяющие условию *l2+m2=const*, имеют одну и ту же частоту и поэтому их называют частотно-вырожденными.


# 3. Теория Фокса и Ли

Американские исследователи А. Фокс и Т. Ли первыми взялись за исследование оптического резонатора. Они отлично понимали, что расчеты оптического интерферометра Фабри - Перо, по существу не отличающегося от резонатора лазера, здесь непригодны. Дело в том, что применение интерферометра Фабри - Перо в классической оптике предусматривает освещение его извне световыми волнами, плоские фронты которых падают на интерферометр параллельно его зеркалам. В интерферометре возникает система стоячих плоских волн. Кроме того, в оптических интерферометрах поперечные размеры зеркал обычно превосходят расстояние между ними.

В лазере ситуация полностью меняется. Энергия не поступает в его резонатор-интерферометр извне. Она выделяется внутри его. Причем процесс самовозбуждения лазера состоит в том, что случайно возникшая в нем слабая волна постепенно усиливается внутри резонатора в результате многочисленных пробегов от одного зеркала к другому и обратно. А расстояние между зеркалами много больше, чем их размеры.

Фокc и Ли задались целью проследить за тем, что происходит со световой волной, бегающей между зеркалами. Для упрощения задачи они отказались на этой стадии от рассмотрения самой активной среды лазера и считали зеркала идеальными, то есть отражающими свет без потерь. Они решали эту задачу в т.н. скалярном приближении, нередко используемом в оптике. В этом приближении электромагнитное поле предполагается почти поперечным и однородно поляризованным (например, линейно или по кругу).



Поле волны можно записать в виде скалярной величины *U*, представляющей амплитуду электрического (или магнитного) поля. Пусть *U1* - некоторое произвольное распределение поля на зеркале 1. Тогда из-за дифракции это распределение вызовет соответствующее распределение поля на зеркале 2, выражение для которого можно получить с помощью дифракционного интеграла Кирхгофа. При этом в произвольной точке *P2* зеркала 2 поле *U2(P2)* дается выражением, где - расстояние между точками *P1* и *P2*, - угол, который отрезок *P1P2* составляет с нормалью поверхности зеркала в точке *P1*, *dS1* - элемент поверхности в точке *P1*, интеграл вычисляется по всей поверхности зеркала 1. В этом выражении можно разглядеть принцип Гюйгенса: каждый элемент *dS1* можно рассматривать как источник сферической волны , причем поле на поверхности 2 обусловлено суперпозицией этих сферических волн. Угловой множитель - «коэффициент наклона», - нормирующий коэффициент, в частности имеет интересную физическую интерпретацию: испускаемая сферическая волна сдвинута по фазе на по сравнению с полем на поверхности 1.

Вместо того чтобы изучать общее распределение *U1*, рассмотрим распределение *U*, соответствующее моде резонатора. В этом случае распределение поля на зеркале 2, вычисленное по последней формуле, с точностью до некоторого постоянного множителя должно быть снова равно *U*. Таким образом, получаем следующее выражение:

где - постоянная величина. Это выражение представляет собой однородное интегральное уравнение Фредгольма второго рода. Собственные решения *U* этого уравнения определяют распределения поля на зеркалах резонатора, соответствующие его модам. Т.к. интегральный оператор в выражении неэрмитов, собственные значения не являются вещественными и, следовательно, как амплитуда, так и фаза имеют непосредственный физический смысл. Если , то можно сразу показать, что величина определяет относительные потери мощности за проход, обусловленные дифракцией. Величина представляет собой запаздывание волны по фазе при распространении ее от одного зеркала до другого. Т.о., величина представляет собой запаздывание по фазе при полном проходе резонатора и зависит от волнового числа *k*, т. е. от длины волны. Приравняв целым числам, умноженным на , получим резонансные частоты (как в простом случае, рассмотренном в пункте 2). Т.о., мы видим, что собственные решения и соответствующие собственные значения уравнения определяют все величины, представляющие интерес, а именно распределение поля на зеркалах, резонансные частоты и дифракционные потери. Если известно распределение поля *U* на зеркалах, то с помощью уравнения для *U2(P2)* можно вычислить поле в любой точке внутри (стоячая волна) и вне (бегущая волна) резонатора.

В последнем выражении при *L>>a,* и . Чтобы получить соответствующее выражение для фазового множителя , запишем в виде

где мы разложили в ряд выражение, стоящее под знаком квадратного корня. При выполнении условия остаточным членом ряда можно пренебречь. Поскольку представляет собой сходящийся знакопеременный ряд, его величина не превышает первого члена. Отсюда следует, что для выполнения условия достаточно, чтобы выполнялось неравенство или , где - число Френеля. Т.о., при выполнении 2-х условий и можно записать следующее приближенное выражение:

Используя это выражение и безразмерные параметры , , наше интегральное уравнение можно переписать в безразмерном виде:

где .

Для зеркал квадратной или прямоугольной формы в последнем уравнении можно разделить переменные Получим два уравнения на :

Можно показать, что функция представляет собой распределение поля в резонаторе, образованном двумя плоскопараллельными зеркалами длиной *2a* в направлении оси *х* и бесконечно протяженными в направлении оси *y* (ленточные зеркала). Аналогичная интерпретация справедлива и в отношении . Будем различать собственные функции и собственные значения последних уравнений с помощью соответствующих индексов *m* и *l*. Т.о., согласно определениям и , имеем

.

Замечательно, насколько постановка задачи Фокса и Ли совпадает со старым подходом Гюйгенса: между зеркалами бегает световой импульс, волновая сущность света отступает на второй план. Естественно, что их расчет основан на простейшей математической формулировке принципа Гюйгенса. Дальше они применяют известный интеграл Френеля и... приходят к сложным интегральным уравнениям. Решений этих уравнений нет ни в одной книге по математике, ни в одном математическом журнале.

Живи Фокс и Ли во времена Френеля, это было бы тупиком. Но шло шестое десятилетие нашего века, и они обратились к помощи вычислительной машины. Машине предложили несколько вариантов задачи - плоские зеркала в виде круглых дисков или в виде узких полос и вогнутые зеркала с различным фокусным расстоянием. Машина IBM-704 шаг за шагом проследила за тем, как деформируется волна по мере увеличения числа проходов, и показала, что через несколько сот таких прохождений форма волны практически перестает изменяться.

Далее машина уточнила, что оптический резонатор выделяет из всего мыслимого разнообразия волн лишь определенный набор, соответствующий частотам, характерным для данного резонатора. Машина выдала свой ответ в виде численных таблиц и графиков. Но ученые мирятся с такими ответами только за неимением более удобных ответов, имеющих вид известных математических функций. Ученые привыкли к функциям в результате трехвековой тренировки, передаваемой от учителя к ученику, от поколения к поколению. Не удивительно, что они стремились найти подобное решение и для этой задачи.

# 4. Конфокальный резонатор



Рассмотрим резонатор длиной *L*, одну зеркальную поверхность будем описывать в системе координат *(x1,y1),* а другую - в системе координат *(x2,y2).* В рамках скалярного приближения собственные решения даются выражением (\*). При *L>>a*, и . Для того, чтобы найти соответствующее приближение для фазового множителя *kr*, мы должны сначала вычислить расстояние *r* между *P1* и *Р2* как функцию их координат и разложить *r* в степенной ряд: Вводя безразмерные переменные , , (\*) можно записать в виде

где - имеет прежнее определение. Ищем решение методом разделения переменных, в итоге получаем следующие уравнения:

Эти уравнения имеют конечный набор собственных решений В отличие от резонатора с плоскими зеркалами последние интегральные уравнения можно решить аналитически. Можно показать, что , пропорциональны т.н. угловым сфероидальным функциям Фламмера, а , пропорциональны т.н. радиальным сфероидальным функциям Фламмера. Оказывается, если перейти обратно в исходные координаты *x* и *y*, то собственные функции можно записать в виде

где - полином Эрмита *n*-ого порядка. Т.о., полная собственная функция записывается в виде

Следует заметить, что в общем случае индексы *m* и *l* равны числу нулей поля (за исключением нулей при ) соответственно вдоль осей *х* и *у*. Собственные значения, при ,

Резонансные частоты удовлетворяют условию , отсюда выражение для резонансных частот: . Заметим, что если для разных *n,m,l* сумма *2n+m+l* одинакова, то моды имеют одинаковые резонансные частоты при различных пространственных конфигурациях. Разность частот между 2-мя модами (межмодовое расстояние) теперь не такая, как у плоских волн, она равна . Однако при одинаковых *m,l*, но *n*, отличающихся на единицу, разность частот будет , т.е. такая же, как для резонатора с плоскими зеркалами.

Рассмотрим теперь дифракционные потери в резонаторе. Если воспользоваться выражением для , то , т.е дифракционные потери отсутствуют. Но это - следствие того, что . Т.е., чтобы рассмотрение собственных значений имело смысл, в последних интегральных уравнениях необходимо считать *N* конечной величиной; иными словами нужно рассмотреть радиальные сфероидальные функции Фламмера. Оказывается, что для данного числа Френеля дифракционные потери в конфокальном резонаторе значительно меньше, чем в резонаторе с плоскими зеркалами. Это нетрудно понять, если заметить, что благодаря фокусирующему действию сферических зеркал поле в конфокальном резонаторе сосредотачивается главным образом вдоль оси резонатора. Если известно распределение поля на зеркалах, то поле в любой точке внутри резонатора можно получить, используя опять интеграл Френеля-Кирхгофа. В предельном случае можно показать, что если направить ось *z* вдоль оси резонатора и расположить начало координат в центре резонатора, то распределение поля запишется в виде

где , , , .



Заметим, что первые четыре множителя представляют собой амплитуду поля , в совокупности это есть амплитудный множитель. Пятый множитель дает изменение фазы вдоль оси резонатора, это продольные фазовый множитель. Последний, поперечный фазовый множитель, выражает изменения фазы в плоскости, перпендикулярной оси резонатора. Изучим амплитудный множитель. Рассмотрим *m=l=0, Hm=Hl=const,* и амплитудный множитель Т.е., если не учитывать , то |*U*| описывается гауссовой функцией, ширина которой на уровне *1/е* от максимального значения в соответствии с выражением для является функцией продольной координаты *z*. Т.е. в любой точке внутри резонатора пучок сохраняет гауссов профиль, но размер пятна изменяется в продольном направлении. При *z=0* минимальный размер пятна (в перетяжке пучка) . Размер пятна на зеркалах в раз больше, чем в перетяжке. Величина называется конфокальным параметром.

Рассмотрим теперь продольный фазовый множитель. Вначале отметим, что , где . Выбор знака зависит от того, по или против оси *z* распространяется волна. Поэтому стоячую волну в резонаторе можно рассматривать как суперпозицию этих волн. Т.о., функция описывает изменение фазы волнового фронта в зависимости координаты *z*. Заметим, что набег фазы, который приобретает волна при ее распространении по оси *z* от левого до правого зеркала, не равен точно набегу фазы плоской волны. Это приводит к двум взаимосвязанным следствиям: 1) фазовая скорость гауссова пучка близка к скорости света плоской волны, хотя и немного превышает ее; 2) резонансные частоты конфокального резонатора отличаются от плоскопараллельного резонатора.



Наконец, рассмотрим поперечный фазовый множитель. Наличие этого множителя говорит о том, что плоскости *z=const* не являются поверхностями постоянной фазы, т.е. волновые фронты не являются плоскими. Оказывается, что эквифазная поверхность представляет собой параболоид вращения. Радиус кривизны этого параболоида в точке *z=z0* в точности равен *R*. Заметим, что при *z=0* (центр резонатора) и волновой фронт является плоским. Заметим также, что при (т.е. на зеркалах) . Т.е. вблизи зеркал эквифазные поверхности совпадают с поверхностью зеркал.


# 5. Гауссовы пучки



Прежде, чем говорить о гауссовом пучке, поясним суть матричной формулировки геометрической оптики. Рассмотрим луч света, который проходит через оптический элемент (линза, зеркало, их системы). Лучевой вектор ***r1*** на данной входной плоскости *z=z1* оптического элемента можно описать двумя параметрами: его радиальным смещением *r1* от оси *z* и угловым смещением . Аналогично ***r2*** на выходной плоскости *z=z2* можно определить его радиальным *r2* и угловым смещениями. В параксиальном приближении угловые смещения предполагаются малыми, и В этом случае и связаны друг с другом линейным преобразованием. Если , , то имеем

или в матричном виде

где матрица *ABCD* полностью характеризует данный оптический элемент в приближении параксиальных лучей.



Итак, сначала рассмотрим свободное распространение однородной сферической волны из точечного источника *Р*, расположенного в точке *z=0.* Поле *U(P1),* создаваемое этой волной в точке *P1* с цилиндрическими координатами *r* и *z0*, в случае *r<<R* записывается в виде

где *R* - радиус кривизны сферической волны в точке *P1*. Отсюда мы видим, что поперечное изменение фазы пучка, а именно

должно описываться сферической волной радиусом *R.*

Рассмотрим теперь свободное распространение гауссова пучка *l=m=0* (см. пред. пункт). Подставив выражение для в выражения для и *R(z),* получим



Для данной длины волны как , так и (а, следовательно, и распределение поля) в данной точке зависят исключительно от . Это нетрудно понять, если заметить, что в плоскости *z=0* известно как распределение амплитуды поля (т.к. известна величина и распределение поля является гауссовым), так и фазы (т.к. в перетяжке). Тогда поле в любой другой точке пространства можно вычислить, начиная с известного распределения поля в перетяжке пучка с помощью, например, интеграла Френеля-Кирхгофа. Отсюда можно прийти к заключению, что если известно положение перетяжки пучка и ее размер, то распространение гауссова пучка всегда можно описать последними выражениями, независимо от того, является ли перетяжка минимальным размером пятна пучка внутри резонатора или же минимальным размером пятна в любой другой точке вдоль пучка (например, благодаря фокусировке пучка положительной линзой). Расстояние от перетяжки пучка, на котором размер пятна увеличивается в раз, называется рэлеевской длиной *zR*. Из выражения для получаем , т.е. рэлеевская длина равна половине конфокального параметра.

Распространение гауссова пучка можно описать в более простой и удобной форме, если определить комплексный параметр *q* следующим образом: . Нетрудно показать, что использование параметра *q* позволяет записать выражения для и *R(z)* в значительно более простом виде:

где

Параметр *q* называется комплексным радиусом кривизны гауссова пучка или, что более привычно, комплексным параметром пучка.

Действительно, в соответствии с выражением для *U(x,y,z)* (см. пред. пункт) поперечное изменение фазы пучка можно записать как

что совпадает с аналогичной записью в случае сферической волны, причем радиус кривизны сферической волны *R* заменяется параметром *q*.

Параметр *q* обеспечивает весьма удобный способ описания распространения гауссова пучка, как видно, например, из очень простого вида закона распространения пучка, записанного через параметр *q.* Это удобство связано также и со следующим общим результатом: если гауссов пучок на входе некоторой оптической системы, описываемой данной *ABCD-*матрицей, характеризуется комплексным параметром *q1*, то на выходе этой системы параметр пучка *q2* запишется весьма просто:

Этот закон обычно называют правилом *ABCD* или *ABCD*-законом распространения гауссова пучка.

# 6. Добротность резонатора

Рассмотрим для простоты плоскопараллельный резонатор. В этом случае, исходя из приведенного выше рассмотрения, каждую моду резонатора можно представить себе как суперпозицию двух волн, распространяющихся в противоположных направлениях. Пусть *I0* - начальная интенсивность одной из этих волн. Если *R1* и *R2* - коэффициенты отражения (по мощности) 2-х зеркал, а *Ti* - относительные внутренние потери за проход вследствие дифракции, то интенсивность *I(t1*) в момент времени *t=2L/c,* т.е. после одного полного прохода резонатора, запишется в виде

Интенсивность после *m* полных проходов, т. е. в момент времени *tm=2mL/c,* равна

Если *q(t) -* полное число фотонов в резонаторе в момент времени *t*, то, разумеется, оно пропорционально интенсивности, т.е. , и поэтому , где - число фотонов, изначально присутствующих в резонаторе. Следовательно, число фотонов в момент времени равно . Сравнение 2-х последних выражений показывает, что , откуда находим время жизни фотона

Если теперь предположить, что последнее соотношение для справедливо не только в момент времени , но в любой момент *t>0*, то можно написать . Отметим, что время жизни фотона много больше, времени прохода.

При условии, что последнее выражение справедливо, временную зависимость электрического поля в произвольной точке внутри или вне резонатора можно представить в виде

С помощью Фурье-преобразования этого выражения нетрудно показать, что спектр мощности излучения имеет лоренцеву форму линии с полушириной (полная ширина на половине максимального значения): .

Рассмотрев время жизни фотона в резонаторе, определим теперь понятие добротности резонатора и найдем связь этой величины с временем жизни фотона. Для любой резонансной системы, и в частности для резонирующей полости, добротность определяют как *Q=2π∙*(Запасенная энергия) /(Энергия, теряемая за один цикл колебания). Таким образом, высокая добротность резонатора означает, что резонансная система имеет малые потери. Поскольку в нашем случае запасенная энергия равна , а энергия, теряемая в течение одного цикла колебания, равна , мы имеем

*.*

При этом из последнего выражения для , находим Подставив сюда , получим

Таким образом, добротность резонатора равна отношению резонансной частоты к ширине линии резонатора . В течение одного цикла колебания оптический резонатор теряет небольшую долю энергии.


# Литература

1. О. Звелто. Принципы лазеров. Москва, «Мир», 1990.
2. И. Радунская. Крушение парадоксов. «Молодая гвардия», 1971.
3. www.femto.com.ua