

*Кафедра английской филологии*

## Письменный перевод

*по книге \_ Ustin Peatrss, Michael Ware*

Physics of Light and Optics

*выходные данные Oxford, 2015*

*перевод стр. с 71 по 83*

для сдачи кандидатского экзамена  
по иностранному языку  
( английский )

Выполнил:

Грабарчук Е.В.,

аспирант кафедры «материаловедение и

технологии сварки»

Астрахань – 2021 г.

### Глава 3

Parallel Interfaces In chapter 3, we studied the transmission and reflection of light at a single interface between two (isotropic homogeneous) materials with indices  $n_i$  and  $n_t$ .

We found that the percent of light reflected versus transmitted depends on the incident angle and on whether the light is s- or p-polarized.

The Fresnel coefficients  $r_s$ ,  $t_s$ ,  $r_p$ ,  $t_p$  connect the reflected and transmitted fields to the incident field.

Similarly, either  $R_s$  and  $T_s$  or  $R_p$  and  $T_p$  determine the fraction of incident power that either reflects or transmits.

In this chapter we consider the overall transmission and reflection through multiple parallel interfaces.

We start with a two-interface system, where a layer of material is inserted between the initial and final materials.

This situation occurs frequently in optics.

В главе 3 мы исследовали пропускание и отражение света на одной границе раздела между двумя (изотропными однородными) материалами с индексами  $n_i$  и  $n_t$ .

Мы обнаружили, что процент отраженного и переданного света зависит от угла падения и от того, является ли свет s - или p-поляризованным.

Френелевские коэффициенты  $r_s$ ,  $t_s$ ,  $r_p$ ,  $t_p$  объединяет отражаемые пересекающиеся с исследуемым поля.

Аналогично, либо  $R_s$  и  $T_s$ , либо  $R_p$  и  $T_p$  определяют долю падающей мощности, которая либо отражает, либо передает.

В этой главе мы рассмотрим полный процесс передач и отражения через несколько параллельных поверхностей образующихся между двумя средами.

В начале рассмотрим поверхности, образуется между двумя средами, где слои располагаются между исходным и конечным материалами.

Подобная ситуация часто встречается в оптике.

For example, lenses are often coated with a thin layer of material in an effort to reduce reflections.

Metal mirrors usually have a thin oxide layer or a protective coating between the metal and the air.

We can develop reflection and transmission coefficients  $r_{\text{tot}}$  and  $t_{\text{tot}}$ , which apply to the overall double-boundary system, similar to the Fresnel coefficients for a single boundary.

Likewise, we can compute an overall reflectance and transmittance  $R_{\text{tot}}$  and  $T_{\text{tot}}$

These can be used to compute the 'tunneling' of evanescent waves across a gap between two parallel surfaces when the critical angle for total internal reflection is exceeded.

The formalism we develop for the double-boundary problem is useful for describing a simple instrument called a Fabry-Perot etalon (or interferometer if the instrument has the capability of variable spacing between the two surfaces).

Например, линзы часто покрывают тонким слоем материала, чтобы уменьшить отражение.

Металлические зеркала обычно имеют тонкий оксидный слой или защитное покрытие между металлической поверхностью и воздухом.

Мы можем разработать коэффициенты отражения и пропускания  $r_{\text{tot}}$  и  $t_{\text{tot}}$ , которые применимы к общей системе с двумя границами, аналогично коэффициентам Френеля для одной границы.

Аналогично, мы можем вычислить общую отражательную способность и коэффициент пропускания  $R_{\text{tot}}$  и  $T_{\text{tot}}$ .

Они могут быть использованы для вычисления "туннелирования" мгновенных волн через щели между двумя параллельными поверхностями при превышении критического угла для полного внутреннего отражения.

Формализм, развиваемый для задачи двойных границ, полезен для описания простого прибора, называемого эталоном Фабри-Перо (или интерферометром, если прибор имеет возможность измерять расстояние между двумя

Such an instrument, which is constructed from two partially reflective parallel surfaces, is useful for distinguishing closely spaced wavelengths.

Finally, in this chapter we will extend our analysis to multilayer coatings, where an arbitrary number of interfaces exist between many material layers.

Multilayers are often used to make highly reflective mirror coatings from dielectric materials (as opposed to metallic materials).

Such mirror coatings can reflect with efficiencies greater than 99.9% at specified wavelengths.

In contrast, metallic mirrors typically reflect with  $\sim 96\%$  efficiency, which can be a significant loss if there are many mirrors in an optical system.

Dielectric multilayer coatings also have the advantage of being more durable and less prone to damage from high-intensity lasers.

Double-Interface Problem Solved Using Fresnel Coefficients Consider a slab of

поверхностями).

Данный прибор, состоящий из двух частично отражающих параллельных поверхностей, полезен для различения близко расположенных длин волн.

Наконец, в данной главе мы более подробно проанализируем многослойные покрытия, между разными слоями материала имеющих произвольное число поверхностей.

Многослойные покрытия часто используются для получения высокоотражающих зеркальных покрытий из диэлектрических материалов (в отличие от металлических материалов).

Подобные зеркальные покрытия могут отражать с эффективностью более 99,9% на определенных длинах волн.

Напротив, зеркала обычно отражают с эффективностью  $\approx 96\%$ , что может быть значительной потерей, если в оптической системе много зеркал.

Диэлектрические многослойные покрытия также обладают тем преимуществом, что они более долговечны и менее подвержены повреждениям от высокоинтенсивных лазеров.

Для обзора двойных поверхностей, решаемая с использованием

material sandwiched between two other materials as depicted in Fig.

Because there are multiple reflections inside the middle layer, we have dropped the subscripts  $i$ ,  $r$ , and  $t$  used in chapter 3 and instead use the symbols  $\rightarrow$  and  $\leftarrow$  to indicate forward and backward traveling waves, respectively.

Let  $n_1$  stand for the refractive index of the middle layer.

For consistency with notation that we will later use for many-layer systems, let  $n_0$  and  $n_2$  represent the indices of the other two regions.

For simplicity, we assume that indices are real.

As with the single-boundary problem, we are interested in finding the overall transmitted fields  $E_{\rightarrow}(s, 2)$  and  $E_{\rightarrow}(p, 2)$  and the overall reflected fields  $E_{\leftarrow}(s, 0)$  and  $E_{\leftarrow}(p, 0)$  in terms of the incident fields  $E_{\rightarrow}(s, 0)$  and  $E_{\rightarrow}(p, 0)$ .

Both forward and backward traveling plane waves exist in the middle region.

коэффициентов Френеля рассмотрим пластину материала, зажатую между двумя другими материалами, как показано на рисунке

Поскольку внутри среднего слоя имеется несколько отражений, мы отбросили индексы  $i$ ,  $r$  и  $t$ , используемые в главе 3, и вместо этого используем символы  $\rightarrow$  и  $\leftarrow$  для обозначения прямых и обратных распространяющихся волн соответственно.

Пусть  $n_1$  обозначает показатель преломления среднего слоя.

Для согласованности с обозначениями, которые мы позже будем использовать для многослойных систем, пусть  $n_0$  и  $n_2$  являются индексы двух других областей.

Для простоты эксперимента предположим, что индексы реальны.

Имеем задачу рассмотреть одну границу, в нахождении всех передаваемых полей  $E_{\rightarrow}(X, 2)$  и  $E_{\rightarrow}(\Pi, 2)$  и отражаемых полей  $E_{\leftarrow}(X, 0)$  и  $E_{\leftarrow}(\Pi, 0)$  в условиях нисходящего поля  $E_{\rightarrow}(X, 0)$  и  $E_{\rightarrow}(\Pi, 0)$ .

Как в прямом, так и в обратном направлении плоские волны, проходят среднюю область.

Our intuition rightly tells us that in this region there are many reflections, bouncing both forward and backward between the two surfaces.

It might therefore seem that we need to keep track of an infinite number of plane waves, each corresponding to a different number of bounces.

Fortunately, the many forward-traveling plane waves all travel in the same direction.

Similarly, the backward-traveling plane waves are all parallel.

These plane-wave fields then join neatly into a single net forward-moving and a single net backward-moving plane wave within middle region.

As of yet, we do not know the amplitudes or phases of the net forward and net backward traveling plane waves in the middle layer.

We denote them by  $E(s)_1$  and  $E(p)_1$  or by  $E(s)_1$  and  $E(p)_1$ , separated into their  $s$  and  $p$  components as usual. Similarly,  $E(s)_0$  and  $E(p)_0$  as well as  $E(s)_2$  and  $E(p)_2$  are understood to include light that 'leaks' through the boundaries from the middle region.

Наши предположения подтверждают, что в этой области имеется много отражений, движущихся вперед и назад между двумя поверхностями.

Поэтому может показаться, необходимо отслеживать бесконечное число плоских волн, каждая из которых имеет различное число отскоков.

К счастью, многие прямые плоские волны движутся в одном и том же направлении.

Аналогично, все плоские волны, идущие в обратном направлении, являются параллельными.

Данные поля плоских волн затем четко соединяются в единую сетку, движущуюся вперед, и единую сетку, движущуюся назад, по средней области.

До сих пор амплитуды или фазы чистых прямых и чистых обратных бегущих плоских волн в среднем слое остаются неизменными.

Мы обозначаем их  $E(s)_1$  и  $E(p)_1$  или  $E(s)_1$  и  $E(p)_1$ , разделенные на их компоненты  $s$  и  $p$ , как обычно. Аналогично,  $E(s)_0$  и  $E(p)_0$ , а также  $E(s)_2$  и  $E(p)_2$  понимаются как имеющие свет, "проходящий" через границы из средней области.

Thus, we need only concern ourselves with the five plane waves depicted in Fig.

The various plane-wave fields are connected to each other at the boundaries via the single-boundary Fresnel coefficients.

The notation 0 - 1 indicates the first surface from the perspective of starting on the incident side and propagating towards the middle layer.

The Fresnel coefficients for the backward traveling light approaching the first interface from within the middle layer are given.

Where 0- 1 indicates connections at the first interface, but from the perspective of beginning inside the middle layer.

Finally, the single-boundary coefficients for light approaching the second inter

In a similar fashion, the notation 1-2 indicates connections made at the second interface from the perspective of beginning in the middle layer.

To solve for the connections between the five fields depicted in Fig.4.1, we will

Таким образом, нам остается рассмотреть пять плоских волн, изображенные на рисунке.

Различные поля плоских волн связаны друг с другом на границах через однограницные коэффициенты Френеля.

Обозначение 0 - 1 указывает на первую поверхность с точки зрения начала на падающей стороне и распространения к среднему слою.

Приведены коэффициенты Френеля для обратно движущиеся света, приближающегося к первой границе раздела из среднего слоя.

Где 0 - 1 указывает на соединения на первом уровне двух поверхностей образующихся между двумя средами, но с позиции начала внутри среднего слоя.

Наконец, проведены однократные коэффициенты света, приближающегося ко второму интеру.

Аналогичным образом обозначение 1 2 указывает на соединения, выполненные на втором из двух поверхностей образующая между двумя средами с позиции начала в среднем слое.

Чтобы определить связь между пятью полями, изображенными на рисунке

need four equations for either s or p polarization (taking the incident field as a given).

To simplify things, we will consider s-polarized light in the upcoming analysis.

The equations for p-polarized light look exactly the same; just replace the subscript s with p.

Through the remainder of this section and the next, we will continue to economize by writing the equations only for s-polarized light with the understanding that they apply equally well to p-polarized light.

The forward-traveling wave in the middle region arises from both a transmission of the incident wave and a reflection of the backward-traveling wave in the middle region at the first interface.

Using the Fresnel coefficients, we can write  $E(s)_1$  as the sum of fields arising from  $E(s)_0$  and  $E(s)_1$  as follow.

Note that  $E(s)_2$  stand for the transmitted field at the point  $(y, z) = (0, d)$ ; its local phase can be built into its definition so no need to write an explicit phase.

нам понадобятся четыре уравнения для поляризации s или p (принимая падающее поле за исходное).

Для упрощения рассмотрим s-поляризованный свет в предстоящем анализе.

Уравнения для p-поляризованного света выглядят точно так же; необходимо заменить индекс s на p.

В оставшейся части данного раздела и в следующем мы будем продолжать записывать уравнения в сокращенном виде только для s-поляризованного света с пониманием того, что они одинаково применимы к p-поляризованному свету.

Волна распространяющаяся в прямом направлении в средней области возникает как из-за передачи падающей волны, так и из-за отражения волны идущая в обратном направлении в средней области на первой границе раздела.

Используя коэффициенты Френеля, мы можем записать  $E(s)_1$  как сумму полей, возникающих из  $E(s)_0$  и  $E(s)_1$  следующим образом.

Заметим, что  $E(s)_2$  обозначает передаваемое поле в точке  $(y, z) = (0, d)$ ; его локальная фаза может быть выведена из его определения, поэтому

нет необходимости записывать явную фазу.

The backward-traveling plane wave in the middle region arises from the reflection of the forward-traveling plane wave in that region.

We have written the phase terms on the right of in a long form to emphasize that they describe a transmission through the middle layer, followed by a reflection from the second interface, and then another transmission through the middle layer back to the first interface.

The relations permit us to find overall transmission and reflection coefficients for the two-interface

The coefficient  $t_{\text{tot}}$  derived in Example 4.1 connects the amplitude and phase of the incident field to the amplitude and phase of the transmitted field in a manner similar to the single-boundary Fresnel coefficients.

The numerator of (4.11) reminds us of the physics of the situation: the field transmits through the first interface, acquires a phase due to propagating

Противоположная плоская волна в средней области возникает из отражения прямой плоской волны в данной области.

Мы записали фазовые члены справа в длинной форме, чтобы подчеркнуть, что они описывают передачу посредством среднего слоя, за которой следует отражение от второй из двух поверхностей образующая между двумя средами, а затем еще одну передачу через средний слой обратно к первой из двух поверхностей образующихся между двумя средами.

Эти соотношения позволяют найти общие коэффициенты пропускания и отражения для двух поверхностей образующих между двумя средами

Коэффициент  $T_{\text{tot}}$ , полученный в примере, связывает амплитуду и фазу падающего поля с амплитудой и фазой передаваемого поля аналогично однограничным коэффициентам Френеля.

В числителе представлена информация о физике ситуации: поле проходит через первый слой двух поверхностей образующихся между

through the middle layer, and then transmits through the second interface.

The denominator of modifies the result to account for feedback from multiple reflections in the middle region.

The overall reflection coefficient is found to be.

The numerator can be simplified algebraically, but we have left it in this longer form to emphasize the physics of the situation: light transmits through the first interface, propagates through the middle layer, reflects from the second interface, propagates back through the middle layer, and transmits back through the first interface to interfere with the initial reflection.

The denominator of the second term accounts of the effects of multiple-reflection feedback.

Figure 4.2 shows the magnitudes of the

двумя средами, приобретает фазу за счет распространения посредством среднего слоя, а затем проходит через второй слой двух поверхностей, образующихся между двумя средами.

Знаменатель показывает результат для учета обратной связи от нескольких отражений в средней области.

Общий коэффициент отражения равен установленному.

Числитель можно упростить алгебраически, но мы оставили его в этой более длинной форме, чтобы подчеркнуть физические ситуации: свет проходит через первый слой двух поверхностей образующихся между двумя средами, распространяется через средний слой, отражается от поверхностями между двумя средами, распространяет второго слоя двух поверхностей, образуются, и распространяется обратно через средний слой и передается обратно через первый слой двух поверхностей образующихся между двумя средами, чтобы препятствовать первоначальному отражению.

Знаменатель второго выражения учитывает эффекты обратной связи с множественным отражением.

На рис. показаны величины общих

overall reflection and transmission coefficients for the case of a quarter-wave thickness coating of magnesium fluoride on glass with.

This coating is meant to reduce reflections by having the initial reflection described by the first term and the secondary reflection described by the second term add out of phase (i.e. have a relative phase shift of  $\pi$ ).

While this coating reduces the overall reflection as compared to an uncoated optic, note that it does not eliminate the reflection because the two interfering plane waves have different amplitudes.

Figure shows the phase of the overall reflection and transmission coefficients, written in the form.

At high incidence angles the s- and p-polarization reflection coefficients experience markedly different phase shifts.

Transmittance through Double Interface at Subcritical Angles

We are now in a position to calculate the fraction of power that transmits through

коэффициентов отражения и пропускания в случае четвертьволновой толщины мерного покрытия фторида магния на стекле.

Это покрытие предназначено для уменьшения отражения за счет начального отражения, описываемого в первом члене и вторичное отражение, представленное вторым членом, складываются из фазы (т. е. имеют относительный фазовый сдвиг  $\pi$ ).

Хотя данное покрытие уменьшает общее отражение по сравнению с непокрытой оптикой, обратите внимание, что оно не устраняет отражение, потому что две интерферирующие плоские волны имеют разные амплитуды.

На рисунке показаны фазы общего коэффициента отражения и коэффициента пропускания, представлены в виде формулы.

При больших углах падения коэффициенты отражения s - и р-поляризации заметно различаются по фазовым сдвигам.

Пропускание через двойную границу раздела под критическими углами.

Теперь мы рассчитываем долю мощности, которая проходит или

or reflects from a double-interface arrangement. Because the transmission coefficient (4.11) has a simpler form than the reflection coefficient (4.12), it is easier to calculate the total transmittance  $T_{\text{tot s}}$  and obtain the reflectance, if desired, from the relationship

$$T_{\text{tot s}} + R_{\text{tot s}} = 1$$

When the transmitted angle  $\theta_2$  is real (i.e.  $\theta_1$  does not exceed the critical angle), we may write the fraction of the transmitted power as.

Note that we multiplied the numerator and denominator by  $e^{-i k_1 d \cos \theta_1}$  before inserting it into, which make the denominator more symmetric for later convenience.

When  $\theta_1$  is also real (i.e.  $\theta_0$  also does not exceed the critical angle), we can simplify into the following useful form.

The quantity  $T_{\text{max s}}$  is the maximum possible transmittance of power through the two surfaces.

The single-interface transmittances ( $T_{01 \text{ s}}$  and  $T_{12 \text{ s}}$ ) and reflectances ( $R_{01 \text{ s}}$

отражается от устройства с двумя поверхностями образующихся между двумя средами. Поскольку коэффициент пропускания имеет более простую форму, чем коэффициент отражения, проще вычислить общий коэффициент пропускания  $T_{\text{tots}}$  и получить коэффициент отражения, при необходимости, из соотношения

$$T_{\text{tot s}} + R_{\text{tot s}} = 1$$

Когда передаваемый угол  $\theta_2$  является реальным (т. е.  $\theta_1$  не превышает критического угла), мы можем представить долю передаваемой мощности, как в некоторых формулах.

Заметим, что мы умножили числитель и знаменатель на  $e^{-i k_1 d \cos \theta_1}$ , прежде чем вставить его в другую формулу, что делает знаменатель более симметричным для последующего удобства.

Когда  $\theta_1$  также реально (т. е.  $\theta_0$  также не превышает критического угла), мы можем представить в следующую полезную формулу.

Величина  $T_{\text{max}}$ -это максимально возможная пропускная способность мощности через две поверхности.

Коэффициенты пропускания по одной границе раздела ( $T_{01 \text{ s}}$  и  $T_{12 \text{ s}}$ ) и

and  $R_{12s}$ ) are calculated from the single-interface Fresnel coefficients in the usual way as described in chapter 3.

The numerator of  $T_{maxs}$  represents the combined transmittances for the two interfaces without considering feedback due to multiple reflections.

The denominator enhances this value to account for reinforcing feedback in the middle layer.

The exact argument of the sine function,  $\Phi_s$ , can strongly influence the transmission.

The term  $2k_1d \cos\theta_1$  represents the phase delay acquired during roundtrip propagation in the middle region.

The terms  $\varphi_{r01s}$  and  $\varphi_{r12s}$  account for possible phase shifts upon reflection from each interface.

They are defined indirectly by writing the single-boundary Fresnel reflection coefficients in polar format.

If the indices of refraction in all regions

отражения ( $R_{01s}$  и  $R_{12s}$ ) рассчитываются на основе коэффициентов Френеля на одной границе раздела обычным способом, как описано в главе 3.

Числитель  $T_{max}$  представляет собой комбинированные коэффициенты пропускания для двух поверхностей образующихся между двумя средами без учета обратной связи из-за множественных отражений.

Знаменатель увеличивает это значение, чтобы учесть усиление обратной связи в среднем слое.

Точный аргумент функции синуса  $\Phi_s$ , может сильно влиять на передачу.

Термин  $2k_1d\cos\theta_1$  представляет собой фазовую задержку, полученную при распространении в прямом и обратном направлении в средней области.

Термины  $\varphi_{r01s}$  и  $\varphi_{r12s}$  учитывают возможные фазовые сдвиги при отражении от каждой границы раздела.

Они определяются косвенно путем записи однограничных коэффициентов отражения Френеля в полярной системе координат.

Если показатели преломления во всех

are real,  $\phi_1$  and  $\phi_2$  take on values of either zero or  $\pi$  (i.e. the coefficients are positive or negative real numbers).

When the indices are complex, other phase values are possible.  $F_s$  is called the coefficient of finesse, which determines how strongly the transmittance is influenced when  $\Phi_s$  is varied (for example, through varying  $d$  or the wavelength).

Animation showing frustrated total internal reflection.

If  $n_1 < n_0$ , it is possible for  $\theta_0$  to exceed the critical angle at the first interface.

In this case, cannot be used to calculate transmittance.

However, still holds as long as the angle  $\theta_2$  is real (i.e. if the critical angle in the absence of the middle layer is not exceeded).

In this case an evanescent wave occurs in the middle region, but not in the last region.

областях вещественны, то  $\phi_1$  и  $\phi_2$  принимают значения либо нуля, либо  $\pi$  (т. е. коэффициенты являются положительными или отрицательными числами).

Когда индексы многосложные, возможны и другие значения фаз.  $F_s$  называется коэффициентом тонкости, который определяет, насколько сильно влияет коэффициент пропускания при изменении  $\Phi_s$  (например, через изменение  $d$  или длины волны).

На данном рисунке представлено расстроенное полное внутреннее отражение.

Если  $n_1 < n_0$ , то возможно, что  $\theta_0$  превысит критический угол на первой границе раздела.

В этом случае нельзя использовать для расчета коэффициент пропускания.

Однако остается справедливым до тех пор, пока угол  $\theta_2$  является реальным (т. е. если критический угол в отсутствие среднего слоя не превышен).

В данном случае кратковременная волна возникает в средней области, а не в крайней.

Если вторая граница раздела близко к

If the second interface is sufficiently close to the first, the evanescent wave stimulates the second surface to produce a transmitted wave propagating at angle  $\theta_2$  in the last region.

This behavior, called tunneling or frustrated total internal reflection.

We do not need to deal directly with the complex angle  $\theta_1$ .

Rather, we just need  $\sin\theta_1$  and  $\cos\theta_1$  in order to calculate the single-boundary Fresnel coefficients.

In the case of identical interfaces, the transmittance and reflectance coefficients are the same at each surface (i.e.  $T = T_{01} = T_{12}$  and  $R = R_{01} = R_{12}$ ).

In this case, the maximum transmittance and the finesse coefficient simplify to

In principle, these equations should be evaluated for either s- or p-polarized light.

However, a Fabry-Perot interferometer or etalon is usually operated near normal incidence so that there is little difference

первой, то кратковременная волна стимулирует вторую поверхность, чтобы произвести переданную волну, распространяющуюся под углом  $\theta_2$  в крайней области.

Данный процесс, называется туннелированием или фрустрированным полным внутренним отражением, которое можно смоделировать.

Нам не нужно иметь дело непосредственно со сложным углом  $\theta_1$ . Скорее всего, нам просто нужны  $\sin\theta_1$  и  $\cos\theta_1$ , чтобы вычислить однограницные коэффициенты Френеля.

В случае применение двух одинаковых поверхностей образующихся между двумя средами коэффициенты пропускания и отражения одинаковы на каждой поверхности (т. е.  $T = T_{01} = T_{12}$  и  $R = R_{01} = R_{12}$ ).

В этом случае максимальная пропускательность и коэффициент тонкости упрощаются до вида.

В принципе данные уравнения должны быть оценены для s - или p-поляризованного света.

Однако интерферометр Фабри-Перо или эталон обычно работают вблизи

between the two polarizations.

When using a Fabry-Perot instrument, one observes the transmittance  $T_{\text{tot}}$  as the parameter  $\Phi$  is varied.

The parameter  $\Phi$  can be varied by altering  $d$ ,  $\theta_1$ , or  $\lambda$  as prescribed by

To increase the sensitivity of the instrument, it is desirable to have the transmittance  $T_{\text{tot}}$  vary strongly as a function of  $\Phi$ .

By inspection of (4.23), we see that this happens if the finesse coefficient  $F$  is large.

We achieve a large finesse coefficient by increasing the reflectance  $R$ .

The basic Fabry-Perot instrument design is shown in Fig

In order to achieve high reflectivity  $R$  (and therefore large  $F$ ), special coatings can be applied to the surfaces, for example, a thin layer of silver to achieve reflectance of, say, 90%.

Typically, two glass substrates are

нормального падения, так что разница между двумя поляризациями невелика.

При использовании прибора Фабри-Перо наблюдается коэффициент пропускания  $T$  при изменении параметра  $\Phi$ .

Параметр  $\Phi$  может быть изменен путем изменения  $d$ ,  $\theta_1$  или  $\lambda$  в соответствии с предписаниями

Для повышения чувствительности прибора желательно, чтобы коэффициент пропускания  $T_{\text{tot}}$  сильно изменялся в зависимости от  $\Phi$ .

При рассмотрении (4.23) мы видим, что это происходит, если коэффициент тонкости  $F$  велик.

Мы достигаем большого коэффициента тонкости, увеличивая коэффициент отражения  $R$ .

На рисунке показана конструкция прибора Фабри-Перо.

Для достижения высокой отражательной способности  $R$  (следовательно, и большой  $F$ ) на поверхности могут быть нанесены специальные покрытия, например, тонкий слой серебра для достижения отражательной способности, скажем, 90%.

Как правило, две стеклянные

separated by distance  $d$ , with the coated surfaces facing each other as shown in the figure.

The substrates are aligned so that the interior surfaces are parallel to each other.

It is typical for each substrate to be slightly wedge-shaped so that unwanted reflections from the outer surfaces do not interfere with the double boundary situation between the two plates.

Technically, each coating constitutes its own double-boundary problem (or multiple-boundary as the case may be).

We can ignore this detail and simply think of the overall setup as a single two-interface problem.

Regardless of the details of the coatings, we can say that each coating has a certain reflectance  $R$  and transmittance  $T$ .

However, as light goes through a coating, it can also be attenuated because of absorption.

In this case, we have where  $A$  represents

подложки разделены расстоянием  $d$ , причем покрытые поверхности обращены друг к другу, как показано на рисунке.

Подложки выровнены таким образом, чтобы внутренние поверхности были параллельны друг другу.

Для каждой подложки характерно иметь слегка клиновидную форму, чтобы нежелательные отражения от внешних поверхностей не мешали двойной граничной ситуации между двумя пластинами.

Технически каждое покрытие имеет свой собственный вид с двойной границей (или с несколькими границами, в зависимости от случая).

Мы можем проигнорировать данный факт и просто поговорить об общей настройке как об одной из проблем с двух поверхностей образующихся между двумя средами.

Независимо от деталей покрытия, можно сказать, что каждое покрытие обладает определенным коэффициентом отражения  $R$  и коэффициентом пропускания  $T$ .

Однако, поскольку свет проходит через покрытие, он также может быть ослаблен из-за поглощения.

В данном случае мы имеем  $A$ ,

<p>the amount of light absorbed at a coating.</p> <p>The attenuation <math>A</math> reduces the amount of light that makes it through the instrument, but it does not impact the nature of the interferences within the instrument.</p> <p>The total transmittance <math>T_{tot}</math> (4.23) through an ideal Fabry-Perot instrument is depicted in Fig. 4.9 as a function of <math>\Phi</math>.</p> <p>The various curves correspond to different values of <math>F</math>.</p> <p>Typical values of <math>\Phi</math> can be extremely large.</p> <p>The phase term <math>2\varphi_r</math> in (4.26) depends on the exact nature of the coatings in the Fabry-Perot instrument.</p> <p>However, we do not need to know the value of <math>\varphi_r</math>, which may depend on both the complex index of the coating material and its thickness.</p> <p>Whatever the value of <math>\varphi_r</math>, we only care that it is constant.</p> <p>Experimentally, we can always compensate for the <math>\varphi_r</math> by ‘tweaking’ the spacing <math>d</math>, whose exact value is likely not controlled for in the first place.</p> <p>Note that the required ‘tweak’ on the spacing need only be a fraction of a</p>	<p>количество света, поглощенного покрытием.</p> <p>Ослабление <math>A</math> уменьшает количество света, проходящего через прибор, но оно не влияет на характер помех внутри прибора.</p> <p>Полный коэффициент пропускания <math>T</math> через настроенный прибор Фабри-Перо изображен на рис. как функция <math>\Phi</math>.</p> <p>Различные кривые соответствуют различным значениям <math>F</math>.</p> <p>Типичные значения <math>\Phi</math> могут быть очень большими.</p> <p>Фазовый член <math>2\varphi_r</math> зависит от точности определения покрытий в приборе Фабри-Перо.</p> <p>Однако нам не нужно знать величину <math>\varphi_r</math>, которая может зависеть как от комплексного показателя материала покрытия, так и от его толщины.</p> <p>Каким бы ни было значение <math>\varphi_r</math>, нас интересует только то, чтобы оно было постоянным.</p> <p>Экспериментально мы всегда можем компенсировать <math>\varphi_r</math> путем "настройки" интервала <math>d</math>, точное значение которого, вероятно, не контролируется в первую очередь.</p> <p>Обратите внимание, что требуемая "настройка" на расстоянии должна</p>
---	--

wavelength, which is typically tiny compared to the overall spacing $d$ .	быть только частью длины волны, которая обычно мала по сравнению с общим расстоянием $d$ .
Setup of a Fabry-Perot Instrument Figure Shows the typical experimental setup for a Fabry-Perot interferometer	Установка прибора Фабри-Перо Показана типичная экспериментальная установка интерферометра Фабри-Перо.
A collimated beam of light is sent through the instrument.	Через прибор посылается коллимированный луч света.
The beam is aligned so that it is normal to the surfaces.	Луч выровнен так, чтобы он был перпендикулярен поверхностям.
It is critical for the two surfaces of the interferometer to be extremely close to parallel.	Крайне важно, чтобы обе поверхности интерферометра находились на максимальном близком расстоянии к параллельным.
When aligned correctly, the transmission of a collimated beam will 'blink' all together as the spacing $d$ is changed (by tiny amounts)	При правильном выравнивании передача коллимированного луча будет "мигать", поскольку расстояние $d$ изменяется (на минимальные значения).
A mechanical actuator can be used to vary the spacing between the plates while the transmittance is observed on a detector.	Механический привод может использоваться для изменения расстояния между пластинами, в то время как коэффициент пропускания наблюдается на детекторе.
To make the alignment of the instrument somewhat less critical, a small aperture can be placed in front of the detector so that it observes only a small portion of the beam.	Чтобы сделать выравнивание прибора несколько менее критичным, перед детектором можно разместить небольшую апертуру, для наблюдения только небольшой части луча.
Transmittance 0 - Transmittance as the	Коэффициент пропускания 0-

separation  $d$  is varied ( $F = 100$ ).

The transmittance as a function of plate separation is shown in Fig..

In this case,  $\Phi$  varies via changes in  $d$  (see with  $\cos\theta_1 = 1$  and fixed wavelength).

As the spacing is increased by only a half wavelength, the transmittance 4.5 Setup of a Fabry-Perot Instrument 101 changes through a complete period.

The various peaks in the figure are called fringes.

The setup for a Fabry-Perot etalon is similar to that of the interferometer except that the spacing  $d$  remains fixed.

Often the two surfaces in the etalon are held parallel to each other by a precision spacer.

An advantage to the Fabry-Perot etalon (as opposed to the interferometer) is that no moving parts are needed.

To make measurements with an etalon, the angle of the light is varied rather than the plate separation.

After all, to see fringes, we just need to

коэффициент пропускания при разделении  $d$  изменяется ( $F = 100$ ).

Коэффициент пропускания как функция разделения пластин показана на рисунке.

В этом случае  $\Phi$  изменяется по средством изменения  $d$  (см. при  $\cos\theta_1 = 1$  и фиксированной длине волны).

Поскольку расстояние увеличивается только на половину длины волны, коэффициент пропускания 4.5 прибора Фабри-Перо 101 изменяется в течение полного периода.

Различные пики на рисунке называются бахромой.

Установка эталона Фабри-Перо аналогична установке интерферометра, за исключением того, что расстояние  $d$  остается неизменным.

Часто обе поверхности в эталоне удерживаются параллельно друг другу с помощью прецизионной прокладки.

Преимуществом эталона Фабри-Перо (в отличие от интерферометра) является отсутствие необходимости наличия подвижных частей.

Для того чтобы провести измерения с эталоном, угол света изменен а не преломляются через плиты.

В конце концов, чтобы увидеть

cause  $\Phi$  in to vary in some way.

According to, we can do that as easily by varying  $\theta_1$  as we can by varying  $d$ .

One way to obtain a range of angles is to observe light from a 'point source', as depicted in Fig.

Different portions of the beam go through the device at different angles.

When aligned straight on, the transmitted light forms a 'bull's-eye' pattern on a screen.

In Figwe graph the transmittance  $T_{tot}$  (4.23) as a function of angle (holding  $\lambda_{vac} = 500 \text{ nm}$  and  $d = 1 \text{ cm}$  fixed).

Since  $\cos\theta_1$  is not a linear function, the spacing of the peaks varies with angle.

As  $\theta_1$  increases from zero, the cosine steadily decreases, causing  $\Phi$  to decrease.

Each time  $\Phi$  decreases by  $2\pi$  we get a new peak. Not surprisingly, only a modest change in angle is necessary to cause the transmittance to vary from maximum to minimum, or vice versa.

границы, нам просто нужно измерить показатель  $\Phi$ .

Согласно формуле, мы можем сделать это так же легко, изменяя  $\theta_1$ , как и  $d$ .

Одним из способов получения диапазона углов является наблюдение света от "точечного источника", как показано на рисунке

Различные части луча проходят через устройство под разными углами.

Когда он выровнен прямо, проходящий свет образует на экране узор «яблочко».

На рисунке представлен график коэффициента пропускания  $T_{tot}$  в зависимости от угла (при фиксированном  $\lambda_{vac} = 500 \text{ Нм}$  и  $d = 1 \text{ см}$ ).

Поскольку  $\cos\theta_1$  не является линейной функцией, расстояние между пиками изменяется в зависимости от угла.

По мере того как  $\theta_1$  увеличивается от нуля, косинус неуклонно уменьшается, что влечет за собой уменьшение  $\Phi$ .

Каждый раз, когда  $\Phi$  уменьшается на  $2\pi$ , мы получаем новый пик. Неудивительно, что для изменения коэффициента пропускания от максимума к минимуму или наоборот

	требуется лишь незначительное изменение угла.
The bull's-eye pattern in Fig. can be understood as the curve rotated about a circle.	Рисунок « бычий глаз» на рисунке можно трактовать как кривую вращающуюся вокруг окружности.
Depending on the exact spacing between the plates, the angles where the fringes occur can be different.	В зависимости от точного расстояния между пластинами углы, под которыми возникают полосы, могут быть разными.
For example, the center spot could be dark.	Например, центральное пятно может быть темным.
Spectroscopic samples often are not compact point-like sources.	Спектроскопические образцы часто не являются компактными точечными источниками.
Rather, they are extended diffuse sources.	Скорее, это протяженные диффузные источники.
The point-source setup shown in Fig. 4.12 won't work for extended sources unless all of the light at the sample is blocked except for a tiny point.	Установка точечного источника, показанная на рис. 4.12, не будет работать на расширенных источниках, если весь свет в образце не будет заблокирован, за исключением крошечной точки.
This is impractical if there remains insufficient illumination at the final screen for observation.	Это нецелесообразно, если на конечном экране остается недостаточное освещение для наблюдения.
In order to preserve as much light as possible, we can sandwich the etalon between two lenses.	Чтобы сохранить как можно больше света, мы можем поместить эталон между двумя линзами.
We place the diffuse source at the focal plane of the first lens.	Мы помещаем диффузный источник в фокальную плоскость первой линзы.

We place the screen at the focal plane of the second lens.	Мы помещаем экран в фокальную плоскость второй линзы.
This causes an image of the source to appear on the screen.	Это приводит к появлению на экране изображения источника.
Each point of the diffuse source is mapped to a corresponding point on the screen.	Каждая точка диффузного источника сопоставляется с соответствующей точкой на экране.
Moreover, the light associated with any particular point of the source travels as a unique collimated beam in the region between the lenses. Each collimated beam traverses the etalon with a specific angle.	Более того, свет, связанный с любой конкретной точкой источника, распространяется в виде уникального коллимированного пучка в области между линзами.
Thus, light associated with each emission point traverses the etalon with higher or lower transmittance, according to the differing angles.	Каждый коллимированный луч пересекает эталон под определенным углом.
The result is that a bull's eye pattern becomes superimposed on the image of the diffuse source.	Таким образом, свет, связанный с каждой точкой излучения, пересекает эталон с большей или меньшей пропускаемой способностью, в зависимости от различных углов.
The lens and retina of your eye can be used for the final lens and screen.	В результате на изображение рассеянного источника накладывается изображение бычьего глаза.
Distinguishing Nearby Wavelengths in a Fabry-Perot.	Различение соседних длин волн в приборе Фабри-Перо.
Instrument Thus far, we have examined how the transmittance through a Fabry-Perot instrument varies with surface separation $d$ and angle $\theta$ .	До сих пор мы исследовали, как коэффициент пропускания через прибор Фабри-Перо изменяется с разделением поверхности $d$ и углом

However, the main purpose of a Fabry-Perot instrument is to measure small changes in the wavelength of light, which similarly affect the value of  $\Phi$  (see

Consider a Fabry-Perot interferometer where the transmittance through the instrument is plotted as a function of plate spacing  $d$ .

At certain spacings,  $\Phi$  happens to be a multiple of  $2\pi$  for the wavelength  $\lambda_{vac}$ .

Next, suppose we adjust the wavelength to  $\lambda_{vac} + \Delta\lambda$  while observing the locations of these fringes.

As the wavelength changes, the locations at which  $\Phi$  is a multiple of  $2\pi$  change.

Consequently, the fringes shift as seen in figure.

Transmittance 0 Figure Transmittance as the spacing  $d$  is varied for two different wavelengths ( $F = 100$ ).

The solid line plots the transmittance of light with a wavelength of  $\lambda_{vac}$ , and the dashed line plots the transmittance of a wavelength shorter than  $\lambda_{vac}$ .

Однако основное назначение прибора Фабри-Перо состоит в измерении небольших изменений длины волны света, которые аналогичным образом влияют на величину  $\Phi$ .

Рассмотрим интерферометр Фабри-Перо, где коэффициент пропускания через прибор строится в виде функции расстояния между пластинами  $d$ .

При определенных расстояниях  $\Phi$  оказывается кратным  $2\pi$  для длины волны  $\lambda_{vac}$ .

Далее, предположим, что мы настраиваем длину волны на  $\lambda_{vac} + \Delta\lambda$ , наблюдая расположение данных полос.

По мере изменения длины волны меняются места, в которых  $\Phi$  кратно  $2\pi$ .

Следовательно, полосы смещаются, как показано на рисунке.

Коэффициент пропускания 0 по рисунку, коэффициент пропускания при изменении расстояния  $d$  изменяется для двух различных длин волн ( $F = 100$ ).

Сплошная линия показывает коэффициент пропускания света с длиной волны  $\lambda_{vac}$ , а пунктирная линия-коэффициент пропускания с

Note that the fringes shift positions for different wavelengths.

We now derive the connection between a change in wavelength and the amount that  $\Phi$  changes, which gives rise to the fringe shift seen in Fig.

If the change in wavelength is enough to cause  $\Delta\Phi = 2\pi$ , the fringes in Fig. shift through a whole period, and the picture looks the same.

This brings up an important limitation of the instrument.

If the fringes shift by too much, we might become confused as to what exactly has changed, owing to the periodic nature of the fringes.

If two wavelengths aren't sufficiently close, the fringes of one wavelength may be shifted past several fringes of the other wavelength, and we will not be able to tell by how much they differ.

This introduces the concept of free spectral range, which is the wavelength change  $\Delta\lambda_{FSR}$  that causes the fringes to shift through one period.

длиной волны, меньшей  $\lambda_{vac}$ .

Обратите внимание, что полосы смещают позиции для разных длин волн.

Теперь мы выводим связь между изменением длины волны и величиной изменения  $\Phi$ , что приводит к сдвигу полосы, наблюдаемому на рисунке.

Если изменение длины волны достаточно для того, чтобы вызвать  $\Delta\Phi = 2\pi$ , то полосы на рисунке сдвигаются через целый период, и картина выглядит так же.

Это приводит к важному ограничению инструмента.

Если границы сдвигаются слишком сильно, мы можем запутаться в том, что именно изменилось из-за периодической природы границ.

Если две длины волны недостаточно близки, то границы одной длины волны могут быть сдвинуты за пределы нескольких границ другой длины волны, и мы не сможем выявить, насколько они отличаются.

Это вводит понятие свободного спектрального диапазона, который представляет собой изменение длины волны  $\Delta\lambda_{FSR}$ , которое заставляет полосы смещаться через один период.

We find this by setting equal to  $2\pi$ .

After rearranging, we get  $\Delta\lambda_{FSR} = \lambda^2 / 2n_1d \cos\theta_1$ .

The free spectral range tends to be extremely narrow; a Fabry-Perot instrument is not well suited for measuring wavelength ranges wider than this. In summary, the free spectral range is the largest change in wavelength permissible while avoiding confusion.

To convert this wavelength difference  $\Delta\lambda_{FSR}$  into a corresponding frequency difference, one differentiates.

We next consider the smallest change in wavelength that can be noticed, or resolved with a Fabry-Perot instrument.

For example, if two very near-by wavelengths are sent through the instrument simultaneously, we can distinguish them only if the separation between their corresponding fringe peaks is at least as large as the width of an individual peak.

This situation of two barely resolvable fringe peaks is illustrated in Fig. for a diverging beam traversing an etalon.

Мы находим это, установив уравнение равным  $2\pi$ .

После перестановки мы получаем  $\Delta\lambda_{FSR} = \lambda^2 / 2n_1d \cos\theta_1$ .

Свободный спектральный диапазон имеет тенденцию быть чрезвычайно узким; прибор Фабри-Перо не очень хорошо подходит для измерения диапазонов длин волн шире представленного.

Чтобы преобразовать данную разность длин волн  $\Delta\lambda_{FSR}$  в соответствующую разность частот, нужно дифференцировать.

Затем мы рассмотрим наименьшее изменение длины волны, которое можно заметить или разрешить с помощью прибора Фабри-Перо.

Например, если через прибор одновременно проходят две очень близкие длины волн, мы можем различить их только в том случае, если расстояние между соответствующими им полосовыми пиками по меньшей мере равно ширине отдельного пика.

Данная ситуация двух едва разрешимых краевых пиков проиллюстрирована на рисунке для расходящегося луча, пересекающего

эталон.

We will look for the wavelength change that causes a peak to shift by its own width.

We define the width of a peak by its full width at half maximum (FWHM).

Again, let  $\Phi$  be a multiple of  $2\pi$  where a peak in transmittance occurs.

In this case, we have from (4.23) that формула since  $\sin(\Phi/2) = 0$ .

When  $\Phi$  shifts to a neighboring value  $\Phi \pm \Phi_{\text{FWHM}}/2$ , then, by definition, the transmittance drops to one half.

Next, we suppose that  $\Phi_{\text{FWHM}}/4$  is rather small so that we may represent the sine by its argument.

This approximation is okay if the finesse coefficient  $F$  is rather large (say, 100).

Here we have set the origin within each layer at the left surface.

Then when making the connection with the subsequent layer at the right surface, we must specifically take into account the phase.

This corresponds to the phase acquired by the plane wave field in traversing the

Мы находим изменение длины волны, которое приводит к смещению пика на его собственную ширину.

Мы определяем ширину пика по его полной ширине при половинном максимуме (FWHM).

Опять же, пусть  $\Phi$  кратно  $2\pi$ , где происходит пик пропускания.

В данном случае следует, что формула имеет вид  $\sin(\Phi/2) = 0$ .

Когда  $\Phi$  смещается к соседнему значению  $\Phi \pm \Phi_{\text{FWHM}}/2$ , то, по определению, коэффициент пропускания падает до половины.

Далее мы предположим, что  $\Phi_{\text{FWHM}}/4$  довольно мал, так что мы можем представить синус по его аргументу.

Это приближение хорошо, если коэффициент тонкости  $F$  довольно велик (скажем, 100).

Здесь мы установили начало координат внутри каждого слоя на левой поверхности.

Затем, устанавливая соединение с последующим слоем на правой поверхности, мы должны специально учитывать фазы.

Это соответствует фазе, приобретенной полем плоской волны

layer with thickness  $d_j$ . The right-hand sides of (4.44) and (4.45) need no phase adjustment since the  $(j + 1)$ th field is evaluated on the left side of its layer.

At the final interface, the boundary conditions are /

At this point we are ready to solve.

We would like to eliminate all fields besides  $E^{(p)}_0$ ,  $E^{(p)}_0$ , and  $E^{(p)}_{N+1}$ . Then we will be able to find the overall reflectance and transmittance of the multilayer coating.

In solving, we must proceed with care, or the algebra can quickly get out of hand.

Fortunately, you have probably had training in linear algebra, and this is a case where that training pays off. We first write a general matrix equation that summarizes the mathematics in (4.42)–(4.47), as follows формулы

Many different types of multilayer coatings are possible.

For example, a Brewster's angle polarizer has a coating designed to

при прохождении слоя толщиной  $d_j$ . Правые части и не нуждаются в фазовой регулировке, так как поле оценивается на левой стороне его слоя.

На конечной границе раздела граничные условия таковы.

На данном этапе мы готовы решить другие уравнения.

Мы хотели бы исключить все поля, кроме  $E^{(p)}_0$ ,  $E^{(p)}_0$  и  $E^{(p)}_{N+1}$ .

Тогда мы сможем найти общую отражательную способность и коэффициент пропускания многослойного покрытия.

В решении уравнений, мы должны действовать осторожно, иначе вычисления могут быстро выйти из-под контроля.

К счастью, вы, вероятно, прошли курс линейной алгебры, и это тот случай, когда данное обучение является необходимым. Сначала мы запишем общее матричное уравнение, которое итоговым математическом виде, представлено в виде формулы следующим образом.

Существуют различные виды многослойных покрытий.

Например, угловой поляризатор Брюстера, имеет покрытие,

transmit with high efficiency p-polarized light while simultaneously reflecting s-polarized light with high efficiency.

предназначенное для передачи с высокой эффективностью р-поляризованного света и одновременного отражения с высокой эффективностью s-поляризованного света.

The backside of the substrate is left uncoated where p-polarized light passes with 100% efficiency at Brewster's angle substrate.

Задняя сторона подложки остается непокрытой, где Р-поляризованный свет проходит со 100%

Sometimes multilayer coatings are made with repeated stacks of layers.

эффективностью под углом Брюстера. Иногда многослойные покрытия изготавливаются из многочисленных

If the same series of layers in is repeated many times, say q times, Sylvester's theorem can come in handy.

слоев. Если один и тот же ряд слоев в повторяется много раз, скажем q раз, в данном случае используется теорема

A block of matrices, corresponding to a repeated pattern within the stack, can be conveniently taken to any power.

Сильвестра.

Блок состоящая из матриц, соответствующий повторяющемуся шаблону внутри стека, может быть возведен в любую степень.

Sylvester's theorem requires that the determinant of the matrix be to equal one, which is true for matrices of the form (4.55) and (4.63) or any product of them.

Согласно теореме Сильвестра требует, необходимо чтобы определитель матрицы был равен единице, что справедливо для матриц вида (4.55) и (4.63) или любого их произведения.

It is common for high-reflection coatings to be designed with alternating high and low refractive indices.

Обычно высокоотражающие покрытия проектируются с чередующимися высокими и низкими показателями преломления.

For high reflectivity, each layer should

Для высокой отражательной

have a quarter wave thickness.

Since the layers alternate high and low indices, at every other boundary there is a phase shift of  $\pi$  upon reflection from the interface.

Hence, the quarter wavelength spacing is appropriate to give constructive interference in the reflected direction.

A Fabry-Perot interferometer has silver-coated plates each with reflectance  $R = 0.9$ , transmittance  $T = 0.05$ , and absorbance  $A = 0.05$ .

The plate separation is  $d = 0.5$  cm with interior index  $n_1 = 1$ .

Suppose that the wavelength being observed near normal incidence is 587 nm.

What is the maximum and minimum transmittance through the interferometer

What are the free spectral range  $\Delta\lambda_{FSR}$  and the fringe width  $\Delta\lambda_{FWHM}$  (c) What is the resolving power.

Generate a plot like Fig. 4.13, showing the fringes you get in a Fabry-Perot etalon

способности каждый слой должен иметь толщину в четверть волны.

Поскольку слои чередуют высокие и низкие индексы, на каждой другой границе наблюдается фазовый сдвиг  $\pi$  при отражении от границы раздела.

Следовательно, расстояние в четверть длины волны является подходящим для создания конструктивной интерференции в отраженном направлении.

Интерферометр Фабри-Перо имеет посеребренные пластины, каждая из которых имеет коэффициент отражения  $R = 0,9$ , коэффициент пропускания  $T = 0,05$  и коэффициент поглощения  $A = 0,05$ .

Расстояние между пластинами составляет  $d = 0,5$  см с внутренним индексом  $n_1 = 1$ .

Предположим, что длина волны, наблюдаемая вблизи нормального падения, составляет 587 Нм. (a)

Каково максимальное и минимальное пропускание через интерферометр (b)

Каковы свободный спектральный диапазон  $\Delta\lambda_{FSR}$  и ширина полосы  $\Delta\lambda_{FWHM}$  (c) какова их разрешающая способность.

Создайте график, подобный рисунку. 4.13, показывающий границы,

when  $\theta_1$  is varied.

Let  $T_{\max} = 1$ ,  $F = 10$ ,  $\lambda_{\text{vac}} = 633 \text{ nm}$ ,  $d = 1 \text{ cm}$ , and  $n_1 = 1$ .

Consider the configuration depicted in Fig. 4.12, where the center of the diverging light beam  $\lambda_{\text{vac}} = 633 \text{ nm}$  approaches the plates at normal incidence.

Suppose that the spacing of the plates (near  $d = 0.5 \text{ cm}$ ) is just right to cause a bright fringe to occur at the center.

Find the angle for the  $m$  circular bright fringe surrounding the central spot (the 0th fringe corresponding to the center).

HINT:  $\cos\theta \approx 1 - \theta^2/2$ .

The answer has the form  $a \rho^2 m$ ; find the value of  $a$ .

Characterize a Fabry-Perot etalon in the laboratory using a HeNe laser ( $\lambda_{\text{vac}} = 633 \text{ nm}$ ).

Assume that the bandwidth  $\Delta\lambda_{\text{HeNe}}$  of the HeNe laser is very narrow compared to the fringe width of the etalon  $\Delta\lambda_{\text{FWHM}}$ .

Assume two identical reflective surfaces separated by  $5.00 \text{ mm}$ .

которые вы получаете в Эталоне FabryPerot, когда  $\theta_1$  изменяется.

Пусть  $T_{\max} = 1$ ,  $F = 10$ ,  $\lambda_{\text{vac}} = 633 \text{ Нм}$ ,  $d = 1 \text{ см}$  и  $n_1 = 1$ .

Рассмотрим конфигурацию, изображенную на рис. 4.12, где центр расходящегося светового пучка  $\lambda_{\text{vac}} = 633 \text{ Нм}$  приближается к пластинам при нормальном падении.

Предположим, что расстояние между пластинами (около  $d = 0,5 \text{ см}$ ) такое, чтобы в центре образовалась яркая бахрома.

Найдите угол  $m$  для круглой яркой полосы, окружающей центральное пятно (0-я полоса, соответствующая центру).

Значение имеет вид  $a \rho^2 m$ ; найдем значение  $a$ .

Охарактеризовав эталон Фабри-Перо в лаборатории с помощью HeNe-лазера ( $\lambda_{\text{vac}} = 633 \text{ Нм}$ ).

Предположим, что  $\Delta\lambda_{\text{HeNe}}$  имеет пропускную способность,  $\lambda_{\text{HeNe}}$  состоит из гелио-неонового лазера, который является узкой по сравнению с шириной интерференционной полосы  $\Delta\lambda_{\text{FWHM}}$  эталона.

Предположим, что две одинаковые отражающие поверхности разделены друг от друга расстоянием равное

5,00 мм.

Deduce the free spectral range  $\Delta\lambda_{FSR}$ , the fringe width  $\Delta\lambda_{FWHM}$ , the resolving power  $RP$ , and the reflecting finesse  $f$ .

Use the Fabry-Perot etalon characterized in the previous exercise to observe the Zeeman splitting of the yellow line  $\lambda = 587.4$  nm emitted by a krypton lamp when a magnetic field is applied.

As the line splits and moves through half of the free spectral range, the peak of the decreasing wavelength and the peak of the increasing wavelength meet on the screen.

When this happens, by how much has each wavelength shifted.

(a) What should be the thickness of the high and the low index layers in a periodic high-reflector mirror.

Let the light be p-polarized and strike the mirror surface at  $45^\circ$ .

Take the indices of the layers be  $n_H = 2.32$  and  $n_L = 1.38$ , deposited on a glass substrate with index  $n = 1.5$ .

Let the wavelength be  $\lambda_{vac} = 633$  nm.

(b) Find the reflectance  $R$  with 1, 2, 4,

Выразим свободный спектральный диапазон  $\Delta\lambda_{FSR}$ , ширину полосы  $\Delta\lambda_{FWHM}$ , разрешающую способность  $RP$  и тонкость отражения  $f$ .

Используем данный эталон Фабри-Перо, описанный в предыдущем упражнении, чтобы наблюдать Зеемановское расщепление желтой линии  $\lambda = 587,4$  Нм, испускаемой криптоновой лампой при приложении магнитного поля.

Когда линия расщепляется и проходит половину свободного спектрального диапазона, пик убывающей длины волны и пик возрастающей длины волны встречаются на экране.

В данном случае, на сколько сдвинулась каждая длина волны.

а) какова должна быть толщина слоев с высоким и низким индексом в периодическом зеркале с высоким отражателем.

Пусть свет р-поляризован и падает на зеркальную поверхность под углом  $45^\circ$ .

Возьмем индексы слоев  $n = 2,32$  и  $n = 1,38$ , нанесенных на стеклянную подложку с индексом  $n = 1,5$ .

Пусть длина волны  $\lambda_{vac} = 633$  Нм.

(б) найдем коэффициент отражения  $R$

and 8 periods in the high-low stack.

Find the high-reflector matrix for s-polarized light that corresponds to.

Consider an anti-reflection coating designed for use at normal incidence between air ( $n_0 = 1$ ) and glass ( $n_g = 1.50$ ): (a) Show that the reflectance of a single-layer  $\lambda/4$  coating (where  $\lambda$  is the wavelength in  $n_1$ ) is

In this problem, we will see that the trick used, employing a bilayer to improve anti reflection, doesn't get better with repeated bilayers.

Consider a bilayer anti-reflection coating (each coating set for  $\lambda/4$ ) using  $n_1 = 1.38$  and  $n_2 = 1.38$  applied to a glass substrate  $n_g = 1.50$  at normal incidence.

Suppose the coating thicknesses are optimized for  $\lambda_{vac} = 550$  nm (in the middle of the visible range) and ignore possible variations of the indices with  $\lambda$ .

Use a computer to plot  $R(\lambda_{air})$  for 400 to

с 1, 2, 4 и 8 периодами высокими и низкими частотами .

Найдем высокорефлекторную матрицу для s-поляризованного света, рассмотренного на рисунке.

Рассмотрим антиотражающее покрытие, предназначенное для использования при нормальном падении между воздухом ( $n_0 = 1$ ) и стеклом ( $n_g = 1.50$ ): (a) покажите, что коэффициент отражения однослойного покрытия  $\lambda/4$  (где  $\lambda$ -длина волны в  $n_1$ ) равен следующий формуле.

В данной задаче рассматривается вариант, когда берется бислой для улучшения антиотражения, и не становится лучше с повторными бислоями.

Рассмотрим двухслойное антиотражающее покрытие (каждое покрытие устанавливается для  $\lambda/4$ ) с использованием  $n_1 = 1,38$  и  $n_2 = 1,38$ , нанесенных на стеклянную подложку  $n_g = 1,50$  при нормальном падении.

Предположим, что толщина покрытия оптимизирована для  $\lambda_{vac} = 550$  Нм (в середине видимого диапазона) и игнорирует возможные вариации индексов с  $\lambda$

Для построения графика используйте

700 nm (visible range).

компьютер  $R(\lambda_{air})$  для 400-700 Нм  
(видимый диапазон).

Do this for a single bilayer (one layer of  
each coating), two bilayers, four bilayers,  
and 25 bilayers. HINT:

Разрабатывается для одного бислоя  
(один слой каждого покрытия), двух  
бислоев, четырех бислоев и 25  
бислоев.

