

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА ПРИ ОТРАЖЕНИИ ОТ ТОНКИХ ПЛАСТИНОК И ПЛЕНОК

Е.К.Наими

Институт Базового Образования НИТУ «МИСиС», кафедра физики

E-mail: e.naimi@mail.ru

Рассмотрены возможные способы получения и условия наблюдения интерференции монохроматических световых волн при отражении от тонких прозрачных пластинок и пленок. Показано, что помимо известных случаев – полос равной толщины и равного наклона – имеется еще одна возможность получения интерференции отраженных световых лучей – образование так называемых полос равной оптической плотности (или «равной рефракции»). Обсуждаются свойства структур с периодическим изменением показателя преломления – фотонных кристаллов. Как частный случай, получено условие Вульфа-Брэгга для дифракции рентгеновских лучей. Отмечается, что вывод этого условия, приводимый в ряде учебников по физике, не является корректным.

Теоретическое введение

Пусть на прозрачную плоскопараллельную пластинку (см. рис.1) наклонно падает параллельный пучок монохроматического света, представленный лучом 1. При отражении от обеих поверхностей пластинки (а также при преломлении на них) возникают когерентные световые волны, которые могут интерферировать. Схема возникновения отраженных и преломленных световых лучей приведена на рис.1.

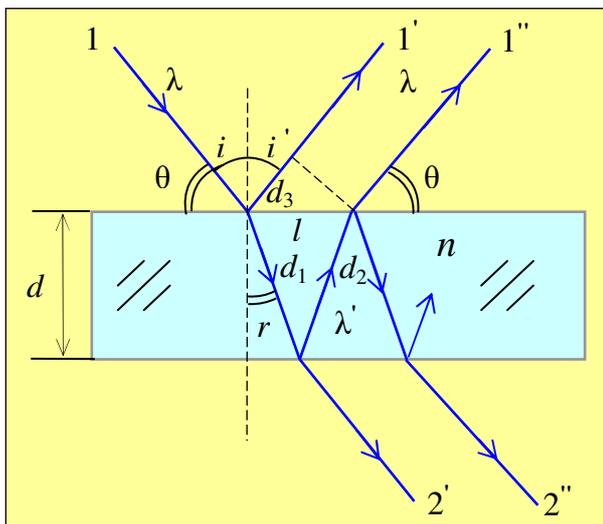


Рис. 1. Получение когерентных лучей при отражении света от прозрачной плоскопараллельной пластинки.

Рассмотрим интерференцию отраженных лучей. Оптическая разность хода вторичных лучей $1''$ и $1'$, образованных падающим лучом 1 , с учетом потери дополнительной разности хода $\lambda/2$ отраженным лучом $1'$, есть:

$$\Delta = (d_1 + d_2)n - (d_3 - \frac{\lambda}{2}), \quad (1)$$

где n – абсолютный показатель преломления пластинки (считается, что луч 1 падает из вакуума); λ – длина световой волны в вакууме.

Углы падения i и преломления r связаны между собой законом Снеллиуса:

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n. \quad (2)$$

Из рис.1 следует, что:

$$d_1 = d_2 = \frac{d}{\cos r}; \quad d_3 = l \cos(90^\circ - i') = l \sin i; \quad \frac{l}{2} = d_1 \sin r = d \tan r, \quad (3)$$

где d – толщина пластинки; в (3) использован также закон отражения света: $i = i'$.

С учетом (2) и (3) разность хода (1) запишется в виде:

$$\Delta = \frac{2dn}{\cos r} - 2d \tan r \sin i + \frac{\lambda}{2} = \frac{2dn}{\cos r} (1 - \frac{\sin r \sin i}{n}) + \frac{\lambda}{2} = 2dn \cos r + \frac{\lambda}{2}. \quad (4)$$

Принимая во внимание условия интерференции света по интенсивности

$$\Delta = \begin{cases} 2m \frac{\lambda}{2} - \text{max}; \\ (2m+1) \frac{\lambda}{2} - \text{min}, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \end{cases} \quad (5)$$

на основании (4) и (5) будем иметь для отраженных лучей:

$$2dn \cos r = \begin{cases} (2m-1) \frac{\lambda}{2} - \text{max}, \quad m = +1, +2, \dots; \\ 2m \frac{\lambda}{2} - \text{min}, \quad m = 0, +1, +2, \dots; \end{cases} \quad (6)$$

соответственно для преломленных (проходящих) лучей имеем:

$$2dn \cos r = \begin{cases} 2m \frac{\lambda}{2} - \text{max}, \quad m = 0, -1, -2, \dots; \\ (2m+1) \frac{\lambda}{2} - \text{min}, \quad m = -1, -2, \dots \end{cases} \quad (7)$$

Введем угол скольжения $\theta = 90^\circ - i$ (см. рис.1). Тогда с учетом (2):

$$2dn \cos r = 2dn \sqrt{1 - \sin^2 r} = 2dn \sqrt{1 - \frac{\sin^2 i}{n^2}} = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} = 2d \sqrt{n^2 - \cos^2 \theta}, \quad (8)$$

и после подстановки в (6) имеем для *светлых* полос в отраженном свете:

$$2d\sqrt{n^2 - \cos^2 \theta} = (2m - 1)\frac{\lambda}{2}, \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (9)$$

Можно показать отсюда, что в отсутствие дисперсии предельная толщина пластинки (пленки), при которой еще возможно отчетливое наблюдение интерференционной картины, определяется неравенством:

$$d < \frac{\lambda^2}{2\Delta\lambda\sqrt{n^2 - \cos^2 \theta}}, \quad (10)$$

где $\Delta\lambda$ – интервал различимых глазом длин волн (оттенков цвета) в падающем свете.

Для оптически прозрачных *неполяризованных* сред показатель преломления n связан с диэлектрической проницаемостью среды ε соотношением:

$$n^2 = \varepsilon(\omega). \quad (11)$$

Используя это соотношение в (9), а также учитывая, что в вакууме

$$\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}, \quad (12)$$

будем иметь:

$$2d\sqrt{\varepsilon(\omega) - \cos^2 \theta} = (2m - 1)\frac{\pi c}{\omega}, \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (13)$$

Если закон дисперсии $\varepsilon(\omega)$ известен, то полученное уравнение (13) определяет для каждой частоты ω (длины волны λ) возможные углы скольжения θ , при которых наблюдается интерференционный максимум в спектре данного порядка m . При $\varepsilon(\omega) > 1$ уравнение (13), очевидно, всегда допускает однозначное решение. Самостоятельный интерес представляют, случаи когда $\varepsilon(\omega) < 1$ (область аномальной дисперсии), когда $\varepsilon(\omega)$ – комплексная величина (поглощающие среды), а также особый случай, когда пластинка является высокотемпературным сверхпроводником ($|\varepsilon(\omega)| = \infty$). Все эти случаи требуют отдельного рассмотрения, выходящего за рамки данной работы.

Способы получения интерференции света при отражении от тонких пластинок и пленок

Как следует из уравнения (9), имеются *три* (по числу параметров d , n и θ (или i)) различные возможности получения интерференции света при отражении от тонких пластинок и пленок. Обычно в учебниках по оптике (см., например, [1]) рассматривают только *две* возможности – полосы *равной толщины* и *равного наклона*.

Ниже рассматриваются все три случая отдельно.

1. Полосы равного наклона

Полосы равного наклона получают при отражении *непараллельных* (рассеянных) световых лучей от тонких прозрачных *плоскопараллельных* пластинок и пленок. Легко убедиться в том, что полосы равного наклона локализованы на бесконечности (см. рис.2), поэтому для их наблюдения используют собирающую линзу, в фокальной плоскости которой помещают экран.

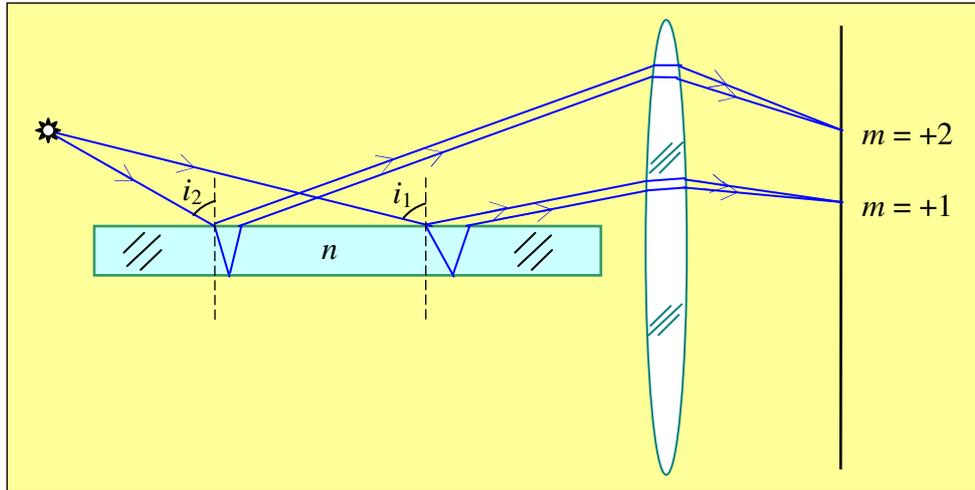


Рис. 2. Наблюдение полос равного наклона при отражении рассеянного света от тонкой плоскопараллельной пластинки (пластинка Льюмера-Герке).

Лучи, падающие на пластинку под одним углом i_1 , собираются линзой в одних точках экрана, лучи, падающие под другим углом i_2 – в других точках экрана. Таким образом, образуется система чередующихся светлых и темных полос (или колец) – в зависимости от расположения линзы относительно пластинки. Для пластинки с заданными d и n порядок (номер) каждой m -той полосы интерференционного спектра определяется только углом падения i соответствующих световых лучей, т.е. их наклоном. Отсюда название – *полосы равного наклона*.

2. Полосы равной толщины

Полосы равной толщины получают при отражении *параллельных* световых пучков от прозрачных тонких пластинок и пленок с *непараллельными* поверхностями (клиньев). При отражении от обеих поверхностей клина, как и в случае, рассмотренном в п.1, также возникают когерентные световые волны, которые могут интерферировать, образуя систему светлых и темных полос. При заданном угле падения i каждая из полос m -го порядка интерференционного спектра создается в результате интерференции только тех когерентных лучей, которые возникают при отражении света от мест клина, имеющих одинаковую толщину. Отсюда название – *полосы равной толщины*.

На рис. 3 приведены возможные варианты отражения световых лучей от поверхности клиновидной пластинки. В первом случае (рис. 3а) интерференционные полосы локализуются над поверхностью клина, во втором случае (рис. 3б) – под поверхностью клина.

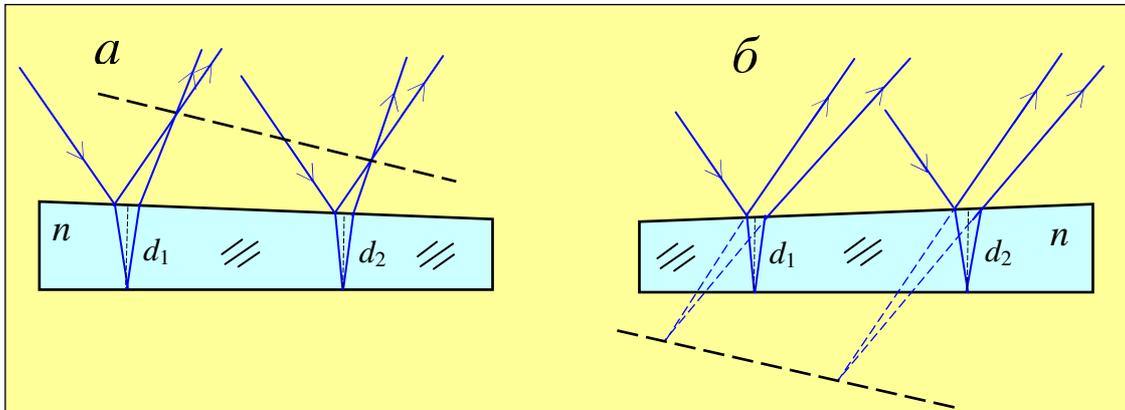


Рис. 3. Локализация полос равной толщины (жирная штриховая линия) при отражении параллельных пучков света от тонкой клиновидной пластинки: а – над поверхностью клина; б – под поверхностью клина.

При нормальном падении полосы равной толщины, как нетрудно показать, локализуются на верхней поверхности клина.

3. Полосы равной оптической плотности (равной рефракции)

Если материал, из которого изготовлена пластинка, неоднороден по своей оптической плотности (показателю преломления), то при заданных d и i возможно получение интерференционной картины за счет суперпозиции когерентных волн, возникающих при отражении света от мест пластинки с одинаковым показателем преломления n (рис. 4). Возникающую при этом интерференционную картину можно назвать «полосами равной оптической плотности» (или «равной рефракции»).

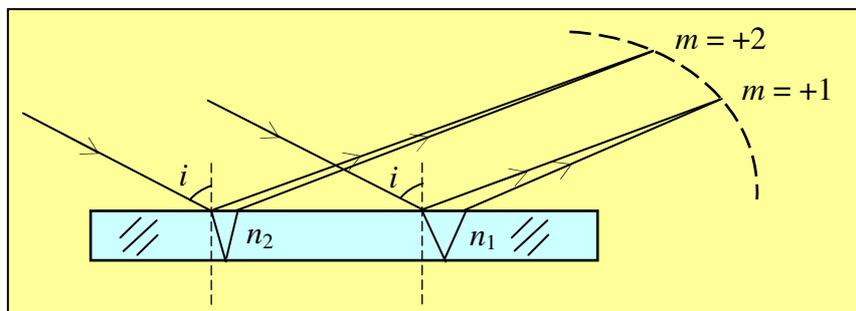


Рис. 4. Наблюдение полос равной рефракции при отражении параллельных пучков света от тонкой плоскопараллельной пластинки с неоднородным показателем преломления ($n_2 > n_1$).

В зависимости от характера изменения n поверхность локализации полос равной рефракции может иметь самую разнообразную форму (жирная штриховая линия на рис. 4).

Практический интерес представляют среды, показатель преломления которых характеризуется периодическим изменением в пространстве. Если пространственный период l изменения показателя преломления сопоставим с длиной световой волны λ , то такую среду называют *фотонным кристаллом* [2]. Из этого определения следует, в частности, что фотонные кристаллы позволяют наблюдать брэгговскую дифракцию *света*. С общей точки зрения фотонный кристалл является сверхрешеткой – структурой, в которой искусственно создано дополнительное поле с периодом, на порядки превышающим период основной решетки. Для фотонов такое поле получают периодическим изменением показателя преломления среды в одном, двух или трех измерениях (1D-, 2D-, 3D-фотонные структуры). Если период оптической сверхрешетки сравним с длиной световой волны, то поведение фотонов кардинально отличается от их поведения в решетке обычного кристалла [3]. В зависимости от ширины запрещённых и разрешённых зон, фотонные кристаллы можно разделить на *проводники* – способные проводить свет на большие расстояния с малыми потерями, *диэлектрики* – практически идеальные зеркала, *полупроводники* – вещества способные выборочно отражать фотоны определённой длины волны и *сверхпроводники*, в которых благодаря коллективным явлениям фотоны способны распространяться практически на неограниченные расстояния.

Дополнение. Дифракция рентгеновских лучей. Условие Вульфа-Брэгга.

В рентгеновском диапазоне частот $n(\omega) \cong 1$, поэтому можно считать, что при отражении рентгеновских лучей от поверхности пластинки (кристалла) не происходит потери разности хода $\lambda/2$. С учетом этого из (9) непосредственно получаем условие дифракции рентгеновских лучей Вульфа-Брэгга:

$$2d \sin \theta = \pm m\lambda, \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (14)$$

Можно сказать, что интерференция света при отражении от тонких пластинок и пленок является оптическим аналогом дифракции рентгеновских лучей от поверхности кристалла. При этом роль отражающих поверхностей пластинки выполняют параллельные атомные плоскости кристалла (см. рис. 5а).

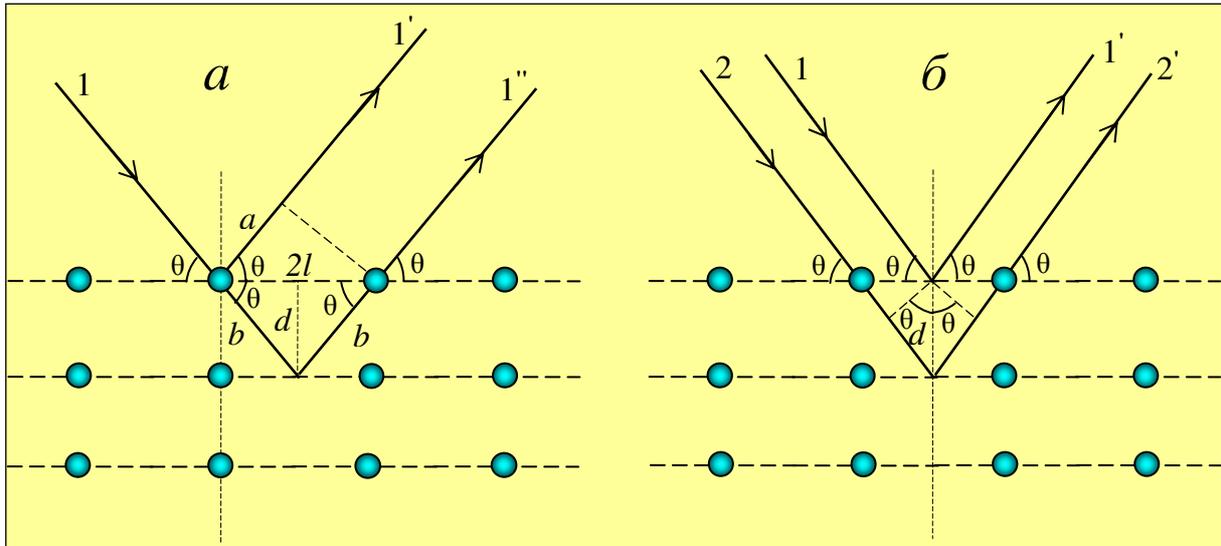


Рис. 5. Дифракция рентгеновских лучей (к выводу условия Вульфа-Брэгга): а – правильный рисунок (лучи $1'$ и $1''$ – когерентные); б – неправильный рисунок (лучи $1'$ и $2'$ – некогерентные).

Как следует из рис. 5а, оптическая разность хода интерферирующих лучей $1''$ и $1'$ в полном соответствии с (14) есть:

$$\Delta = 2b - a = 2(b - l \cos \theta) = 2d \sin \theta, \quad (15)$$

где обозначено

$$a = 2l \cos \theta, \quad b = \frac{d}{\sin \theta}, \quad l = \frac{d}{\tan \theta}.$$

Необходимо отметить, что в некоторых учебниках по физике (см., например, [4-6]) для вывода условия Вульфа-Брэгга (14) используют рисунок, на котором изображаемые лучи $1'$ и $2'$ (см. рис. 5б) никак *не могут* интерферировать, т.к. они *не являются* когерентными. И хотя получаемый в итоге результат для разности хода $\Delta = 2d \sin \theta$ совпадает с (15), предлагаемый в указанных учебниках вывод нельзя считать корректным.

Список литературы

- [1] Г.С.Ландсберг. Оптика. – М.: Наука. 1976. 928 с.; М.: Физматлит. 2003. 848 с.
- [2] В. А. Кособукин. Фотонные кристаллы. – Окно в Микромир. No.4. 2002;
- К. Inoue, К. Ohtaka. Photonic Crystals: Physics, Fabrication and Applications. – Springer, 2004; К. Sakoda. Optical Properties of Photonic Crystals. – Springer. 2004.
- [3] E.Yablonovitch. Photonic Band Structure// In: Photonic Band Gaps and Localization/ Edited by С.М. Soukoulis. – Plenum Press. New-York. 1993. P.207 – 234.
- [4] Р.Фейнман, Р.Лейтон, М.Сэндс. Фейнмановские лекции по физике. Книга 3. Излучение. Волны. Кванты. – М.: Мир. 1965. С.225.
- [5] И.В.Савельев. Курс общей физики. Т.3. – М.: Наука. 1971. С.149.
- [6] Д.В.Сивухин. Общий курс физики. Оптика. – М.: Наука. 1980. С.390.