

# Дифракция на светлината. Френелови зони. Дифракция от кръгъл отвор и кръгла преграда (дифракция на Френел). Дифракция на светлината от тесен процеп (дифракция на Фраунхофер). Дифракционна решетка. Поляризация на светлината при преминаване през поляризиращи кристали, при отражение и пречупване. Закони на Малюс и Брюстер

## Дифракция на светлината. Френелови зони. Дифракция от кръгъл отвор и кръгла преграда (дифракция на Френел)

Друго явление, което доказва вълновият характер на светлината, е явлението дифракция. Същността му се състои в **отклонение на светлината от праволинейното ѝ разпространение в еднородна среда (т.е. отклонение от законите на геометричната оптика), около рязко изразени нееднородности (напр. малки отвори, прегради и др.)**. Обяснението на това поведение на светлината се дава от принципа на холандския физик Х. Хюйгенс, поставен в основата на неговата вълнова теория за светлината, чиято валидност е доказана по-късно от О. Френел и затова носи името принцип на Хюйгенс – Френел: **всяка точка, до която е достигнал фронтът на светлинната вълна, става източник на нова сферична вълна. Всички тези вълни са кохерентни, а фронтът на вълната във всеки следващ момент се дава от тяхната суперпозиция (наслагване) чрез интерференция.** (Принципът на Хюйгенс – Френел е валиден за всички видове вълни, не само за светлинните). Френел доказва валидността на принципа, въпреки привидното му противоречие с праволинейното разпространение на светлината, като използва т.нар. метод на зоните. Нека от точковия източник **S** се излъчва сферична вълна, с дължина на вълната  $\lambda$ , която се разпространява в еднородна изотропна среда (фиг. 1а). Фронтът на такава вълна представлява сферична повърхност. Според принципа на Хюйгенс всяка точка от фронта става източник на нови сферични кохерентни вълни, които се разпространяват във всички посоки. След определено време тези вълни достигат т. **P** и интерферират. За да определи амплитудата **A** на резултантната вълна в **P**, Френел разделя фронта на вълната на пръстеновидни зони с такива размери, че разстоянията от техните краища до точката **P** да се различават с  $\lambda/2$ . Ако разстоянието до т. **P** е **r**, с радиус  $r_1=r+\lambda/2$  се построява концентрична сферична повърхност с център **P**. Тази повърхност отсича от фронта един малък сферичен сегмент, който се нарича първа (централна) френелова зона. По такъв начин, построявайки концентрични сферични повърхности с център **P** и радиуси  $r_i=r_{i-1}+\lambda/2$  ( $i=2, 3 \dots$ ), получаваме пръстеновидни ивици, които съответстват на втората, третата и т.н. френелови зони. Ако сумарните амплитуди на вълните, излъчени от всяка зона, са съответно  $A_1, A_2, \dots, A_n$ , сумарната амплитуда **A**, получена от наслагането им в т. **P** ще бъде:

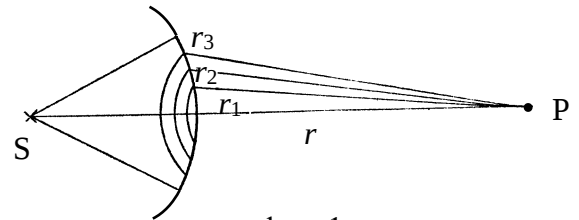
$$(1) A = A_1 - A_2 + A_3 - \dots \pm A_n,$$

тъй като вълните от всяка зона изминават пътища, различаващи се с  $\lambda/2$ , фазите им се изменят с  $\pi$  и амплитудите им трябва да се вземат с различни знаци (всеки две вълни от съседни зони са в противофаза), затова амплитудите от четните зони се взимат със знак „-“, а от нечетните – с „+“. Съгласно уравнението на сферична вълна амплитудите  $A_i$  намаляват постепенно с нарастването на  $r_i$  и могат да се разглеждат като членове на намаляваща аритметична прогресия. Тогава (от свойствата на аритметичната прогресия) всеки член на тази прогресия (амплитудите  $A_i$ ) може да се представи като средноаритметична стойност от двата му съседни члена:

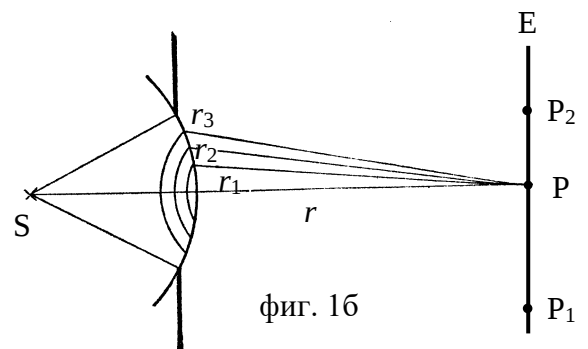
$$(2) A_n = \frac{A_{n-1} + A_{n+1}}{2},$$

а (1) може да се преобразува по следния начин:

$$(3) A = \frac{A_1}{2} + \left( \frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left( \frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots + \left( \frac{A_{n-1}}{2} - A_n + \frac{A_{n+1}}{2} \right) + \frac{A_{n+1}}{2}.$$



фиг. 1а



фиг. 1б

Всеки от изразите в скобите е равен на нула поради (2). Така от (3) получаваме:

$$(4) A = \frac{A_1 \pm A_n}{2},$$

като знакът е „-“, ако  $n$  е четно и „+“ – ако е нечетно. Ако броят на зоните е голям,  $A_1 \gg A_n$  и  $A \approx A_1/2$ , независимо от броя на зоните. Следователно в дадената точка ще достига светлина само от половината от първата зона, т.е. по правата между източника и точката. Това се наблюдава, когато светлината се разпространява в еднородна среда или преминава през широк отвор. Ако намаляваме размерите на отвора, намаляваме и броя  $n$  на зоните, които могат да се нанесат върху фронта на вълната. При някаква широчина на отвора (фиг. 1б), броят на зоните, които можем да построим, намалява (тъй като намалява площта на вълновия фронт зад отвора), амплитудата  $A_n$  ще стане сравнима с  $A_1$  и ще има съществено значение дали  $n$  е четно или нечетно число. Ако в т. Р поставим екран Е, както е показано на фиг. 1б, амплитудите на вълните в т. Р, т. Р<sub>1</sub> и т. Р<sub>2</sub> ще бъдат различни, тъй като ще бъде различен броят на зоните, които могат да се построят от всяка точка. Ако  $n$  е четно за дадената точка, от (4) ще получим:

$$A = \frac{A_1}{2} - \frac{A_n}{2}$$

и в съответната точка ще имаме намаляване на интензитета на светлината (интерференчен минимум). Ако  $n$  е нечетно за дадената точка, от (4) ще получим:

$$A = \frac{A_1}{2} + \frac{A_n}{2}$$

и в съответната точка ще имаме увеличаване на интензитета на светлината (интерференчен максимум). Следователно на екрана ще наблюдаваме интерференчна картина, получена от наслагването на кохерентните вълни, идващи от различни точки на отвора. Тъй като тази картина се получава вследствие на дифракция, тя се нарича дифракционна картина. Ако светлината преминава през кръгъл отвор, картината ще представлява редуващи се концентрични светли и тъмни ивици, около централен максимум или минимум. Дали в центъра ще имаме светло или тъмно петно, зависи от броя  $n$  на зоните, които можем да построим от т. Р – ако  $n$  е четно ще имаме намаляване на интензитета в т. Р, т.е. минимум, а ако  $n$  е нечетно ще имаме увеличаване на интензитета, т.е. максимум.

### Френелови пластинки ...

Подобна дифракционна картина се наблюдава и ако поставим на пътя на светлината кръгла преграда с не много голям радиус (напр.  $10^2 \div 10^3 \lambda$ ), с една много съществена разлика – в центъра на екрана винаги се наблюдава светло петно (интерференчен максимум). Причината за този необичаен на пръв поглед резултат е, че в този случай ние закриваме първите  $n$  зони на Френел (за разлика от ситуацията при кръглият отвор, където закриваме зоните от някакъв номер  $n$  нататък). Така, като използваме пак (2) и (3), за амплитудата в центъра на екрана ще получим:

$$A = \frac{A_{n+1}}{2} + \left( \frac{A_{n+1}}{2} - A_{n+2} + \frac{A_{n+3}}{2} \right) + \left( \frac{A_{n+3}}{2} - A_{n+4} + \frac{A_{n+5}}{2} \right) + \dots + \left( \frac{A_{m-1}}{2} - A_m + \frac{A_{m+1}}{2} \right) + \frac{A_{m+1}}{2},$$

т.е. за амплитудата  $A$ , също както в (4), ще получим:

$$A = \frac{A_{n+1}}{2} \pm \frac{A_m}{2}.$$

Тъй като в този случай броят на зоните е много голям (извън преградата средата е еднородна и нямаме ограничения върху фронта на вълната –  $m \gg n$ ),  $A_{n+1} \gg A_m$ , амплитудата в центъра ще бъде  $A \approx A_{n+1}/2$ , независимо от броя на зоните. Следователно в центъра зад преградата ще има винаги максимум, около който ще се редуват тъмни и светли кръгли ивици.

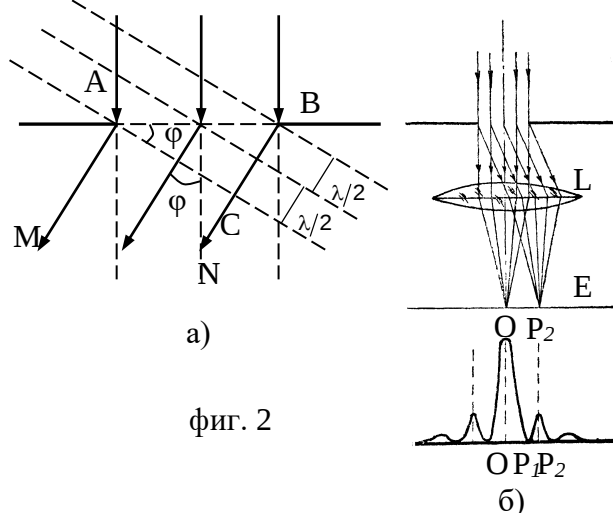
### Опит на Френел ...

Дифракция на сферични вълни от кръгъл отвор и кръгла преграда е наблюдавана за първи път от Френел, затова се нарича дифракция на Френел.

### Дифракция на светлината от тесен процеп (дифракция на Фраунхофер). Дифракционна решетка

Друг случай на дифракция се наблюдава, когато разпространяваща се плоска светлинна вълна среща по пътя си тесен процеп, чиято широчина е не по-голяма от  $10^2 \div 10^3 \lambda$ , а дължината му е много по-голяма от широчината (фиг. 2).

Ако зад равнината на процепа поставим екран **E** и събирателна леща **L** пред него, на екрана също ще наблюдаваме дифракционна картина (успоредни на процепа тъмни и светли ивици около централна светла ивица), вследствие интерференцията на кохерентни вълни, идващи от различни области на процепа (ако използваме лазер като източник, лещата не ни е необходима). За пръв път тази дифракция е наблюдавана от Фраунхофер, затова се нарича още дифракция на Фраунхофер. И тук можем да построим зоните на Френел от избрана точка от екрана, която се вижда под ъгъл  $\varphi$  от направлението към централния максимум (фиг. 2а). Ако от тази точка можем да построим четен брой зони, които да покрият процепа (т. **P**<sub>1</sub> на фиг. 2б), в нея ще се наблюдава минимална стойност на интензитета на светлината, тъй като вълните от всеки две съседни зони са в противофаза. Ако можем да построим нечетен брой зони (т. **P**<sub>2</sub> на фиг. 2б), в нея ще се наблюдава максимум, тъй като



фиг. 2

ще остане некомпенсирана светлина от една зона. Разликата в оптичните пътища  $\Delta$  на вълните от двата края на процепа е свързана с широчината на процепа **a** и ъгъла  $\varphi$  (фиг. 2а):

$$a \sin \varphi = \Delta.$$

Ако броят на зоните е четно число,  $\Delta = 2m \frac{\lambda}{2}$ , **условието за дифракционен минимум ще придобие вида:**

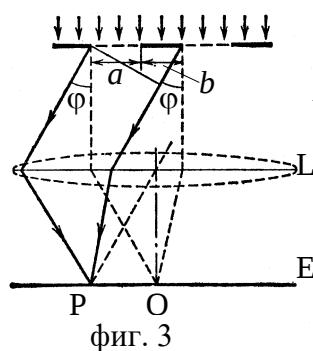
$$(5) \quad a \sin \varphi = 2m \frac{\lambda}{2}.$$

Ако броят на зоните е нечетно число,  $\Delta = (2m+1) \frac{\lambda}{2}$ , а **условието за дифракционен максимум ще бъде:**

$$(6) \quad a \sin \varphi = (2m+1) \frac{\lambda}{2}.$$

Ъгълът  $\varphi$  може да се отчита наляво или надясно от нормалата, построена през средата на процепа, перпендикулярно на равнината на екрана, върху който се наблюдава картината. Затова получената дифракционна картина е симетрична спрямо централния максимум.

### Определяне на малки широчини ...



фиг. 3

Нека сега разгледаме дифракционната картина, която се получава от редица процепи с еднаква широчина **a**, които се намират в една равнина и на еднакво разстояние **b** един от друг (фиг. 3). Такава система от процепи се нарича дифракционна решетка. Броят на процепите върху 1 mm може да бъде значителен. Стандартните решетки имат по **300, 600, 1200 и 1800** процепа на **1 mm**. Най-простите дифракционни решетки се получават от прозрачни стъклени пластинки, върху които със специален диамантен резец се нанасят голям брой тънки щрихи. В този случай ролята на процепите се изпълнява от прозрачните участъци, разделящи щрихите. Величината **d**, определена от равенството **d=a+b**, се нарича константа на дифракционната решетка. Съгласно принципа на Хюйгенс всички процепи на

дифракционната решетка може да се разглеждат като източници на кохерентни вълни, които при наслагването си върху екрана ще предизвикват усилване или отслабване на интензитета в зависимост от разликата в оптичните пътища  $\Delta = (a+b) \sin \varphi = d \sin \varphi$  (фиг. 3). Тази разлика е една и съща за всички лъчи, разпространяващи се в определено от ъгъла  $\varphi$  направление. Ако разликата в оптичните пътища е равна на четно число полуълни, наблюдаваме максимум; ако разликата  $\Delta$  е нечетно число полуълни, наблюдаваме минимум:

$$(7) \quad d \sin \varphi = 2m \frac{\lambda}{2} - \text{максимум},$$

$$d \sin \varphi = (2m+1) \frac{\lambda}{2} - \text{минимум}.$$

## Дифракция от мрежа ...

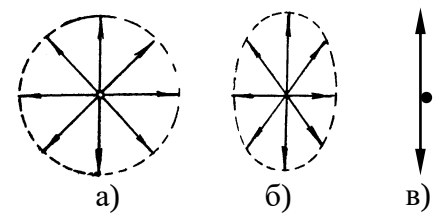
Горните условия определят интерференчната картина, получена от наслагването на кохерентните лъчи, излизащи от всеки два съседни процепа. В рамките на всеки един процеп поотделно ще се наблюдава дифракционна картина, определена от условията за минимум и максимум при дифракция от един процеп (5) и (6). Следователно пълната картина при дифракционната решетка ще бъде по-сложна, съставена от главни и допълнителни максимуми и минимума. **Условието за главни максимуми се определя от израза (7), а условието за главни минимума – от (5).** Условията за допълнителни максимуми и минимума зависят от броя на процепите на решетката. При голям брой процепи интензитетът на допълнителните максимуми е пренебрежимо малък в сравнение с този на главните.

## Определяне на малки разстояния ...

### Поляризация на светлината при преминаване през поляризиращи кристали. Закон на Малюс

Поляризацията на светлината е процес, който се наблюдава при взаимодействие на светлинните вълни с веществата. Според електромагнитната теория на Максвел светлинните вълни са напречни електромагнитни вълни: трептенията на електричния и магнитния вектор се извършват в направления, перпендикулярни на посоката на разпространение на светлината.

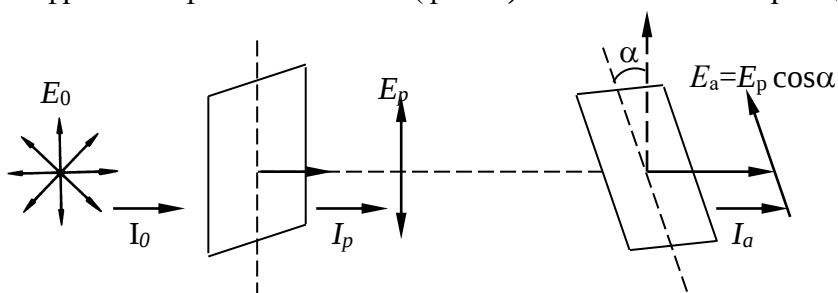
Светлината може да се разглежда като сумарно електромагнитно излъчване от голям брой атоми, принадлежащи на даден източник. Тъй като всеки атом от източника излъчва трептения независимо от другите, това сумарно електромагнитно излъчване се характеризира с всевъзможни равновероятни ориентации на електричния вектор  $\vec{E}$ , който се нарича още светлинен вектор (тъй като амплитудата на магнитния вектор  $\vec{H}$  в електромагнитната вълна е много по-малка от тази на електричния). Такава светлина, при която светлинният вектор има всевъзможни посоки, се нарича неполяризирана или естествена (фиг. 4а). **Ако в резултат на някакво външно въздействие сред всевъзможните ориентации на вектора  $\vec{E}$  се получи едно преобладаващо направление, светлината се нарича частично поляризирана (фиг. 4б). Светлина, при която светлинният вектор има едно определено направление, се нарича линейно- или плоскополяризирана (фиг. 4в).** Равнината, в която се извършват трептенията на вектора  $\vec{E}$ , се нарича равнина на поляризация. Тя се определя от два вектора – вектора  $\vec{E}$  и вектора на скоростта  $\vec{v}$ , задаващ посоката на разпространение на светлинните вълни.



фиг. 4

Естествената светлина може да се преобразува в поляризирана при взаимодействие с определени вещества. Съществуват няколко начина за получаване на поляризирана светлина. Ще се спрем на по-важните от тях.

В природата съществуват прозрачни кристали, които се характеризират с това, че светлината в тях се разпространява с различни скорости в различните им направления. Тези кристали се наричат анизотропни. Някои от анизотропните кристали, като турмалин, херапатит и др., притежават свойството при преминаване на светлина през тях да поглъщат трептенията на електричния вектор във всички направления освен в едно, което пропускат, т.е. преобразуват естествената светлина в плоскополяризирана. Пластинки от такива кристали служат за получаване на поляризирана светлина и се наричат поляризатори. Ако например върху пластинка от турмалин с дебелина **1 mm** пада лъч естествена светлина, от пластинката излиза напълно поляризиран лъч. Такива експерименти са правени от френския физик Е. Малюс (фиг. 5). Той е поставял перпендикулярно на пътя на тесен сноп естествена



фиг. 5

светлина с амплитуда  $E_0$  (интензитет  $I_0$ ) пластинка от турмалин – поляризатор, която пропуска само тези трептения на електричния вектор, които са по направленията на оста на поляризатора (пунктирната линия). Преминатата през пластинката светлина е поляризирана. Човешкото око не различава поляризираната от неполяризираната светлина. За да се определи каква част от

падналата върху поляризатора светлина е поляризирана, е необходимо на пътя на поляризираните лъчи да се постави втора пластинка със същите свойства, която се нарича анализатор. Малюс установява, че

когато осите на поляризация на двете пластинки са успоредни (ъгълът  $\alpha$  между направленията на осите е  $0$ ), интензитетът на преминалата през анализатора светлина е максимален, а когато осите са кръстосани (ъгълът  $\alpha$  между направленията на осите е  $\pi/2$ ), интензитетът е минимален. Следователно амплитудата (и интензитетът) на преминалата през анализатора светлина зависи от  $\cos\alpha$ , т.е. ако амплитудата на преминалата през анализатора светлина е  $E_a$ , а амплитудата на преминалата през поляризатора светлина –  $E_p$ , връзката между тях е:

$$(8) E_a = E_p \cos \alpha .$$

Интензитетът на светлината е пропорционален на квадрата на амплитудата (както за всяка друга вълна) на трептенията на електричния вектор  $\vec{E}$  ( $I \sim E^2$ ). Следователно зависимостта (8), записана за интензитетите  $I_a$  и  $I_p$  на светлината преминала съответно през анализатора и поляризатора, ще бъде:

$$(9) I_a = I_p \cos^2 \alpha ,$$

т.е. интензитетът на преминалата през анализатора поляризирана светлина  $I_a$  е пропорционален на интензитета на попадналата върху него поляризирана светлина  $I_p$  и  $\cos^2 \alpha$ . Зависимостта (9) е опитно установена от Малюс и се нарича закон на Малюс. Експериментално е установен и фактът, че интензитетът на преминалата през поляризатора светлина намалява два пъти спрямо интензитета на падналата върху него естествена светлина, т.е. ако интензитетът на падащата върху поляризатора естествена светлина е  $I_0$ , то  $I_p = I_0/2$ . В такъв случай законът на Малюс може да се запише във вида:

$$I_a = \frac{I_0}{2} \cos^2 \alpha .$$

### Защо е половината ...

Освен естествено срещаните в природата кристали с поляризационни свойства съществуват и изкуствени поляризатори, наречени полароиди. Те представляват изкуствено получени пластинки с ориентирана структура, които имат същите, а в някои случаи и по-добри поляризационни свойства. Полароидите намират все по-голямо приложение в най-различни области.

### Поляризация на светлината при отражение и пречупване. Закон на Брюстер

Освен при преминаване през поляризиращи кристали, светлината може да се поляризира и при отражение и пречупване от диелектрични повърхности. Нека върху граничната повърхност, разделяща две диелектрични среди (например въздух и стъкло или въздух и слюда), пада лъч естествена светлина (фиг. 6). Според законите на геометричната оптика една част от лъча се отразява, като ъгълът на падане  $\alpha$  е равен на ъгъла на отражение  $\alpha'$  ( $\alpha = \alpha'$ ), а друга част се пречупва под ъгъл  $\beta$  (при преход от въздух в по-плътна среда е изпълнено  $\alpha > \beta$ ) и се разпространява във втората среда. За падащия и пречупения лъч е в сила законът на Снелиус:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1} .$$

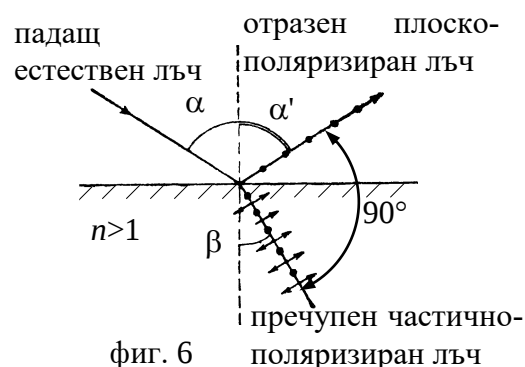
Тъй като в разглеждания случай (фиг. 6) първата среда е въздух ( $n_1=1$ ), а  $n_2=n$ , законът придобива вида:

$$(10) \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n .$$

Ако на пътя на отразения и пречупения лъч се постави анализатор, се оказва, че те са частично поляризирани. В отразения лъч преобладават трептения на електричния вектор, които са перпендикулярни на равнината на падане (на фигурата са изобразени с точки), а в пречупения – трептения, успоредни на равнината на падане (изобразени са със стрелки). Степента на поляризация зависи от ъгъла на падане  $\alpha$  и от коефициента на пречупване  $n$ . Шотландският физик Д. Брюстер е установил опитно, че при ъгъл на падане  $\alpha_B$ , наречен ъгъл на Брюстер и удовлетворяващ условието

$$(11) \tan \alpha_B = n ,$$

отразеният лъч е напълно поляризиран, а пречупеният – частично, като степента му на поляризация при ъгъл  $\alpha_B$  е максималната възможна за него поляризация. Тази зависимост (11) между ъгъла на Брюстер (ъгъла на пълна поляризация на отразения лъч) и коефициента на пречупване на средата, от която се отразява лъчът, се нарича закон на Брюстер.



Нека определим ъгъла на пречупване  $\beta_B$ , който съответства на  $\alpha_B$ . Като използваме (10) и (11) получаваме:

$$\frac{\sin \alpha_B}{\sin \beta_B} = n = \tan \alpha_B = \frac{\sin \alpha_B}{\cos \alpha_B} \Rightarrow \sin \beta_B = \cos \alpha_B \Rightarrow \alpha_B + \beta_B = \frac{\pi}{2} \Rightarrow \alpha'_B + \beta_B = \frac{\pi}{2},$$

тъй като от закона за отражение на светлината следва че  $\alpha_B = \alpha'_B$ . В такъв случай, ако светлината пада върху пречупващата повърхност под ъгъл на Брюстер (фиг. 6), ъгълът между отразения и пречупения лъч е  $90^\circ$  ( $\pi/2$ ). Ако е изпълнено условието (11), можем да получим плоскополяризирана светлина при отражение от различни диелектрични пластинки, като слюда, стъкло и др. Недостатък на този метод е малката ефективност. Например от стъклена пластинка се отразява **3÷5%** от падащата естествена светлина.

Дефектоскопия ...