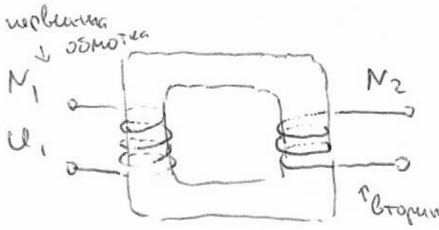
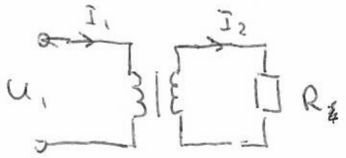
Трансформатор - це прилад для перетворення напруги та сили змінного струму.



Два провідники, намотані у вигляді котушок на замкнутий сердечник з магнітом'якого феромагнетика (=> магнітні потоки практично повністю зосереджені всередині сердечника) => $\Phi_1 = N_1\Phi$, $\Phi_2 = N_2\Phi$



$$I_1R_1 = U_1 - \frac{d\Phi_1}{dt} \quad ; \quad I_2R_2 = -\frac{d\Phi_2}{dt}$$

U_1 - напруга, прикладена до первинної.

~~Якщо~~ Опір первинної обмотки R малий $I_1R_1 \ll U_1$,

$R_н$ - опір навантаження ($R \gg$ ~~від~~ опору вторинної) $\overset{R_1 \gg R}{\Rightarrow}$ $U_2 = I_2R_2$ на клемах вторинної обмотки

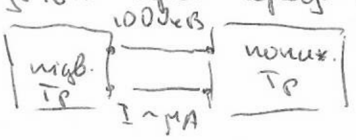
$$\left|\frac{U_1}{U_2}\right| = \left|\frac{d\Phi_1/dt}{-\frac{d\Phi_2}{dt}}\right| = \frac{N_1}{N_2} \qquad k = \frac{N_2}{N_1} \text{ - коефіцієнт трансформації}$$

Підвищувальний трансформатор при $k > 1$ $\quad U_2 = kU_1$

Якщо знехтувати втратами енергії в трансформаторі, то енергія магнітного поля має зберігатися

$$I_1 \cdot U_1 = I_2 \cdot U_2 \Rightarrow \frac{U_2}{U_1} = \frac{I_1}{I_2} = k$$

Використовується при передачі ел. енергії



Струм зміщення

Максвел припустив, що між Е та М. полями існує і зворотне співвідношення: змінне Е.П. має ~~приводити до~~ викликати появу магнітного. Ця ідея виявилась вдалою, розроблена Максвелом на її основі електромагнітна теорія отримала блискуче експериментальне підтвердження.

Для встановлення кількісних співвідношень Максвел ввів струм зміщення. Я коло змінного струму з конденсатором. Рух носіїв, тобто струм провідності має місце у всьому колі, крім зазору між обкладинками => лінії струму мають обрив. Проте в конденсаторі існує змінне Е.П., яке можна охарактеризувати в-м $\vec{D}$. Максвел припустив, що лінії струму провідності на границі обкладинок неперервно переходять у лінії струму, який він назвав струмом зміщення.

$$I = \dot{q} = \frac{dq}{dt}; \quad j_{пр} = \frac{I}{S} = \frac{1}{S}\frac{dq}{dt} = \frac{d}{dt}\left(\frac{q}{S}\right) = \frac{d}{dt}\sigma = \dot{\sigma}$$

для НП ліній необх., щоб $j_{змщ} = \dot{\sigma}$

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon\varepsilon_0}; \quad D = \varepsilon\varepsilon_0 E = \sigma \Rightarrow j_{зм} = \frac{dD}{\partial t} = \dot{D} \qquad \vec{j}_{зм} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

Цей вираз Максвел поширив на Е.П. ∨ вигляду, у тому числі і на вихрове.
+ при розрахунках М.П. необх. підставляти повну густину струму $j_{повн} = j_{пр} + j_{зм}$
Зокрема $$\oint_L \vec{H} d\vec{l} = \oint_S \left(\vec{j}_{пр} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}\right) d\vec{S}$$

Струм зміщення присутній всюди, де є змінне Е.П. => і в середині провідника, по якому тече змінний ел. струм. Проте всередині провідників $j_{зм}$ знехтувато малий порівняно з $j_{пр}$.

Система рівнянь Максвела

Відкриття струму зміщення дозволило Максвелу створити єдину теорію електричних та магнітних явищ, яка змогла пояснити всі відомі на той час явища і передбачити нові. Основу теорії складають рівняння, які відіграють таку ж роль як з-ни Ньютона в механіці або начала в тд-мі.

$\oint_S \vec{D} d\vec{S} = \int_V \rho dV = q_в$ — лінії D можуть починатися і закінчуватися на зарядах — $\operatorname{div} \vec{D} = \rho_в$

$\oint_L \vec{E} d\vec{l} = -\int\left(\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}\right) d\vec{S}$ — з-н Е.М. індукції — $\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$

$\oint_S \vec{B} d\vec{S} = 0$ — лінії B - замкнуті — $\operatorname{div} \vec{B} = 0$

$\oint_L \vec{H} d\vec{l} = \int_S \vec{j}_{пр} d\vec{S} + \int_S \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} d\vec{S}$ — зв'язок між струмами і М.П., які ними породжуються. — $\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$

Р-ня Максвела необхідно доповнити, бо інакше 16 невідомих ($\vec{E}, \vec{D}, \vec{B}, \vec{H}, \vec{j}, \rho$) і лише 8 рівнянь. Існують так звані матеріальні р-ня

$$\vec{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \vec{E}$$
$$\vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H}$$
$$\vec{j} = \sigma \vec{E}$$

ε, μ, σ — сталі, які характеризують властивості середовища.

а) Якщо поля стаціонарні $\left(\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0, \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = 0\right)$, то система розпадається на дві групи незалежних рівнянь

$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j}$; $\operatorname{div} \vec{B} = 0$ — р-ня магнітостатики, джерела М.П. - струми провідності

$\operatorname{rot} \vec{E} = 0$; $\operatorname{div} \vec{D} = \rho$ — -"- електростатики, Е.П. - заряди

б) Р-ня Максвела - лінійні. Це безпосередньо пов'язано з принципом суперпозиції: якщо 2 ∨ поля задовольняють р-ня М, то це відноситься до їх суми

в) р-ня Максвела є релятивістськоінваріантні, виконуються у всіх інерціальних С.В.

г) містять р-ня неперервності

$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ div: $\operatorname{div}\operatorname{rot} = 0 \Rightarrow \operatorname{div} \vec{j} + \operatorname{div} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = 0$ $\boxed{\operatorname{div} \vec{j} = -\frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \vec{D} = -\frac{\partial \rho}{\partial t}}$

Електромагнітні хвилі та їх вл-ті

Одним з головних висновків з р-нь Максвела є той, що існують електромагнітні хвилі, які поширюються зі шв-тю Світла.

~~rot B~~ : $\operatorname{rot}\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}$; $\operatorname{rot}\vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial\vec{D}}{\partial t}$; $\operatorname{div}\vec{D} = \rho$. $\operatorname{div}\vec{B} = 0$, $\vec{B} = \mu\mu_0\vec{H}$, $\vec{D} = \varepsilon\varepsilon_0\vec{E}$

Розглянемо однорідне ($\varepsilon = const$, $\mu = const$), нейтральне ($\rho = 0$) середовище, яке не проводить електричний струм ($\vec{j} = 0$) (крім сегнетоелектриків та феро- магнетиків)

$\operatorname{rot}\vec{E} = -\mu\mu_0\frac{\partial\vec{H}}{\partial t}$; $\operatorname{rot}\vec{H} = \varepsilon\varepsilon_0\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}$; $\operatorname{div}\vec{E} = 0$, $\operatorname{div}\vec{H} = 0$

$\operatorname{rot}(\operatorname{rot}\vec{E}) = \operatorname{grad}\operatorname{div}\vec{E} - \Delta\vec{E} = -\mu\mu_0\frac{\partial}{\partial t}(\operatorname{rot}\vec{H}) = -\mu\mu_0\varepsilon\varepsilon_0\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2}$

$\Delta\vec{E} = \mu\mu_0\varepsilon\varepsilon_0\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2}$ або $\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\vec{E}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\vec{E}}{\partial z^2} = \mu\mu_0\varepsilon\varepsilon_0\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2}$

$\Delta\vec{H} = \mu\mu_0\varepsilon\varepsilon_0\frac{\partial^2\vec{H}}{\partial t^2}$ - аналогічно можна отримати

хвильове р-ня $\Delta\vec{S} = \frac{1}{V^2}\frac{\partial^2\vec{S}}{\partial t^2}$, будь-яка ф-я яка йому задовільняє, описує хвилю, яка поширюється з фазовою швидкістю V =>

Е-М поля $\vec{E}$ та $\vec{H}$ можуть існувати у вигляді хвиль, фазова шв-ть яких

$V^2 = (\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0)^{-1}$

Для вакууму $\varepsilon = 1$, $\mu = 1$ $V = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}} = C = 3\cdot10^8$ м/с

У певному середовищі $V = \frac{C}{\sqrt{\varepsilon\mu}} = \frac{C}{n}$, $n = \sqrt{\varepsilon\mu}$ - абсолютний показник заломлення Світла у даному середовищі.

Розглянемо плоску Е-М хвилю (в однор. нейтральному і непровідному середовищі)

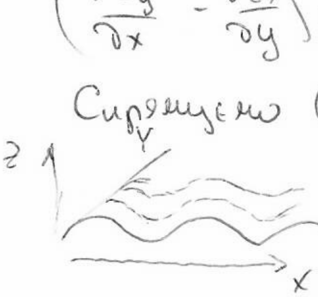
$\operatorname{rot}\vec{E} = -\mu\mu_0\frac{\partial\vec{H}}{\partial t}$ $\operatorname{rot}\vec{H} = \varepsilon\varepsilon_0\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}$ $\operatorname{div}\vec{E} = 0$

$\left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z}\right) = -\mu\mu_0\frac{\partial H_x}{\partial t}$ $\left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z}\right) = \varepsilon_0\varepsilon\frac{\partial E_x}{\partial t}$ $\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0$

$\left(\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x}\right) = -\mu\mu_0\frac{\partial H_y}{\partial t}$ $\left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x}\right) = \varepsilon\varepsilon_0\frac{\partial E_y}{\partial t}$ $\operatorname{div}\vec{H} = 0$

$\left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y}\right) = -\mu\mu_0\frac{\partial H_z}{\partial t}$ $\left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y}\right) = \varepsilon\varepsilon_0\frac{\partial E_z}{\partial t}$ $\frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} + \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0$

Спрямуємо вісь OX вздовж напряму поширення хвилі ($\perp$ хвильовій поверхні) тоді від (y, z) поле $\vec{E}$ та $\vec{H}$ не залежать => $\frac{\partial}{\partial y} = 0$ $\frac{\partial}{\partial z} = 0$



$0 = \frac{\partial H_x}{\partial t}$ $0 = \frac{\partial E_x}{\partial t}$ $\frac{\partial E_x}{\partial x} = 0$

$-\frac{\partial E_z}{\partial x} = -\mu\mu_0\frac{\partial H_y}{\partial t}$ $-\frac{\partial H_z}{\partial x} = \varepsilon\varepsilon_0\frac{\partial E_y}{\partial t}$

$\frac{\partial E_y}{\partial x} = -\mu\mu_0\frac{\partial H_z}{\partial t}$ $\frac{\partial H_y}{\partial x} = \varepsilon\varepsilon_0\frac{\partial E_z}{\partial t}$ $\frac{\partial H_x}{\partial x} = 0$

E_x, $H_x = const$ – поле хвилі не має змінних складових вздовж OX хвиля-поширення збурення, якщо в якійсь точці не було сталого Е-М поля, то завдяки хвилі воно там не зможе з'явитися (без взаємодії з середовищем) => покладемо $E_x = 0$, $H_x = 0$ => $\boxed{\vec{H}, \vec{E} \perp \vec{n} V}$ хвилі поперечні.

об'єднаємо р-ня у групи

$$\begin{cases} \frac{\partial E_z}{\partial x} = \mu\mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t} \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} = \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E_z}{\partial t} \end{cases} \qquad \begin{cases} \frac{\partial E_y}{\partial x} = -\mu\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t} \\ \frac{\partial H_z}{\partial x} = -\varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t} \end{cases}$$

якщо спочатку виникло змінне E_y, то вона спричинить появу H_z, яке, в свою чергу, буде причиною E_y..

Зауважимо, що E_y і H_z взаємоперпендикулярні і що при розглянутих перетвореннях не виникають ні H_y, ні E_z => для опису плоскої хвилі достатньо розглянути ∀ з двох систем р-нь, поклавши складові у іншій рівними нулеві (наприклад $E_z = 0$, $H_y = 0$)

$E = E_y$, $H = H_z$ $\quad \boxed{\vec{E} \perp \vec{H}}$

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x}\left(-\mu\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t}\right) = -\mu\mu_0 \frac{\partial}{\partial t}\frac{\partial H_z}{\partial x} = \varepsilon\varepsilon_0 \mu\mu_0 \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2}$$

$$\boxed{\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = \mu\mu_0 \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} \qquad \frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} = \varepsilon\varepsilon_0 \mu\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t^2}}$$

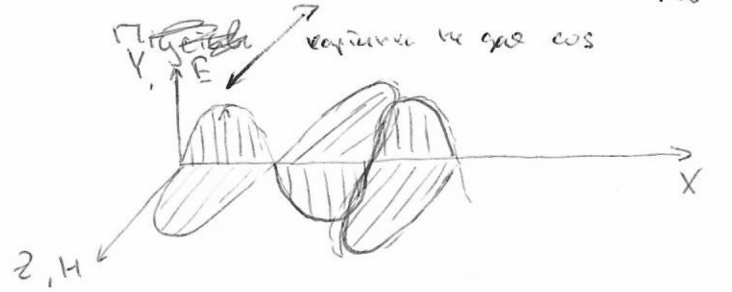
Розв'язки цих р-нь – гармонічні ф-ї (можна переконатися безпосередньою підстановкою)

$E_y(x,t) = E_0 \cos(\omega t - kx + \varphi_{10})$

$H_z(x,t) = H_0 \cos(\omega t - kx + \varphi_{20})$

$n=1$ λ_0; $\lambda_0 \cdot c$; $k = \frac{\omega}{V}$; $\frac{\omega^2}{k^2} = V^2 = (\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0)^{-1}$

$\nu\lambda = V$; $\omega = 2\pi\nu$; $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ $\quad n \neq 1$ $\lambda = \frac{\lambda_0}{n}$



Підставимо р-ня в систему

$$\begin{cases} k E_0 \sin(\omega t - kx + \varphi_1) = \mu\mu_0 \omega H_0 \sin(\omega t - kx + \varphi_2) \\ k H_0 \sin(\omega t - kx + \varphi_2) = \varepsilon\varepsilon_0 \omega E_0 \sin(\omega t - kx + \varphi_1) \end{cases}$$

⇓ 1) $\varphi_1 = \varphi_2$ – коливання Е та М полів відбуваються у фазі

2) $\frac{E_0}{H_0} = \frac{\mu\mu_0 H_0}{\varepsilon\varepsilon_0 E_0}$ => $\boxed{\varepsilon\varepsilon_0 E_0^2 = \mu\mu_0 H_0^2}$ $\boxed{\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0}\, E_0 = \sqrt{\mu\mu_0}\, H_0}$

$(\vec{E}, \vec{H}, \vec{n}V)$ утворюють праву трійку ~~в-~~ векторів
?

Максвел також встановив, що світло – це процес поширення Е-М хвиль.

Оптика – розділ фізики, де вивчаються вл-ті ~~фізична природа~~ світла та його ~~взаєм~~ взаємодія з речовиною.

 metalstil@yandex.ru.

Шкала електромагнітних хвиль

$\lambda \cdot \nu = v$ у вакуумі $\lambda = \frac{c}{\nu}$

400 650 нм

Рн та γ-кванти | УФ | видимі | ІЧ | мікро | радіо | λ

10^{-2} 10^{2} 10^{3} 10^{4} 10^{7} 10^{9} 10^{15} Å (10^{-10} м)

Інтерференція світла. Загальні умови мінімумів та максимумів інтерференції

Всім приймачам світла властива деяка інерційність, яку можна охарактеризувати часом розділення τ. Інерційність означає, що приймач продовжує реагувати на світло, коли випромінювання перестало в нього потрапляти, не "помічає" швидких биттів, якщо вони відбуваються за час, малий порівняно з τ.

Око $\tau \approx 0{,}1$ с, фотоматеріали $10^{-2} \div 10^{-4}$ с, найбільш швидкодіючі приймачі $\tau = 10^{-10}$ с

період коливань у видимій ділянці $T \approx 10^{-15}$ с

⇓

Вимірюються не миттєві значення $\vec E$ чи $\vec H$, а величини квадратичні по полю, які усереднені за час, не менший τ (потік, яскравість, освітленість тощо).

Зазначимо, що частіше при дії світла магнітний в-р відіграє другорядну роль, його дія безпосередньо не проявляється, тому електричний в-р $\vec E$ е.-м. хв. наз. світловим, а його значення в даній точці простору визначає дію всього світлового поля.

Величину $I = \langle E^2 \rangle$ наз інтенсивністю світла. Фізичний зміст цієї величини не чітко визначений, головне, що вона квадратична по E; така певна вільність поведінки неоднозначність допустима через те, що часто цікавлять відносні значення величин, пов'язаних зі світлом.

Я у просторі поширюється декілька світлових хвиль (що відповідає реальній ситуації). Взаємне накладання не впливає на їх поширення. Це пов'язано з принципом суперпозиції (який пов'язаний ~~з-м~~ ~~з-ом~~ з лінійністю р-нь Максвела і справедливий у випадку, коли властивості середовища, де поширюється світло не залежать від його інтенсивності)

Нехай в т. О зустрілися дві хвилі:

$\vec E = \vec E_1 + \vec E_2$. $E^2 = \vec E \cdot \vec E = \vec E_1^2 + \vec E_2^2 + 2 \vec E_1 \vec E_2$

проведемо усереднення по часу $\langle E^2 \rangle = \langle E_1^2 \rangle + \langle E_2^2 \rangle + 2 \langle \vec E_1 \vec E_2 \rangle$

$I = I_1 + I_2 + I_{12}$ — інтерференційний член, враховує вз-но процесів

Дослід показує, що для незалежних хвиль (випромінюються незалежними джерелами) $I_{12} = 0$, $I = I_1 + I_2$ ~ з-н фотометричного додавання, справедливий для некорельованих (некогерентних пучків)

Якщо хвилі (пучки), які накладаються не незалежні, то іноді $I_{12} \neq 0$ $I \neq I_1 + I_2$ — наз. інтерференція

Нерівність означає, що в деяких точках простору $I > I_1 + I_2$, в деяких $I < I_1 + I_2$

Для появи інтерференції потрібно, що хвилі (джерела, які їх випромінюють) були когерентні, тобто коливні процеси мають відбуватися узгоджено в часі.

У випадку коли накладаються 2 монохроматичні хвилі

$E_1 = A_1 \cos(\omega_1 t + \varphi_1)$, $E_2 = A_2 \cos(\omega_2 t + \varphi_2)$ $\cos^2\alpha = \frac{1+\cos 2\alpha}{2}$

$I_1 = \langle E_1^2 \rangle = \frac{1}{2} A_1^2$ $I_2 = \langle E_2^2 \rangle = \frac{1}{2} A_2^2$ $A_2 = \sqrt{2 I_2}$ $\omega = 2\pi\nu = \frac{2\pi}{T}$

Для спрощення $\vec{E}_1$ та $\vec{E}_2$ — вздовж одної осі

$E = E_1 + E_2$ $E^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2 = A_1^2\cos^2(\omega_1 t + \varphi_1) + A_2^2 \cos^2(\omega_2 t + \varphi_2) + 2A_1A_2\cos(\omega_1 t + \varphi_1)\cos(\omega_2 t + \varphi_2)$

$\cos\alpha \cdot \cos\beta = \frac{1}{2}[\cos(\alpha - \beta) + \cos(\alpha + \beta)]$

$$I = \langle E_1^2 \rangle + \langle E_2^2 \rangle + 2\langle E_1 E_2 \rangle = \frac{1}{2}A_1^2 + \frac{1}{2}A_2^2 + A_1A_2\left[\langle \cos((\omega_1 - \omega_2)t + \varphi_1 - \varphi_2)\rangle + \langle \cos((\omega_1 + \omega_2)t + \varphi_2 + \varphi_1)\rangle\right]$$

щоб $\langle \cos \rangle \neq 0$ необхідно щоб аргумент залишався сталим.

$(\omega_2 - \omega_1)t + (\varphi_2 - \varphi_1) = const \Rightarrow$ 1) $\omega_2 = \omega_1$
2) $\varphi_2 - \varphi_1 = const$ } — для монохром. необх., щоб $\omega = const$, $\varphi = const$ — умова когерентності

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\cos(\varphi_1 - \varphi_2)$$

Якщо $\varphi_1 - \varphi_2 = \Delta\varphi = 2\pi m$ — умова максимуму інтерференції

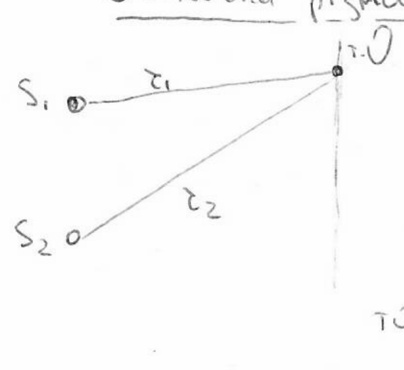
$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1}\sqrt{I_2} = (\sqrt{I_1} + \sqrt{I_2})^2$ — max   if $I_1 = I_2 \Rightarrow I = 4I_1$

m – ціле 1, 2, 3, -1, -2, -3

$\varphi_2 - \varphi_1 = \Delta\varphi = (2m+1)\pi$ — умова мінімуму інтерференції

$I = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1}\sqrt{I_2} = (\sqrt{I_1} - \sqrt{I_2})^2$ — min $I = 0$

Оптична різниця ходу



S_1 та S_2 — джерела монохроматичних хвиль (дві близько розташовані вузькі яскраво освітлені щілини)

Для плоскої хвилі (гармонічної)

$E_1 = A_1\cos(\omega t - k_1 r_1 + \varphi_{10})$ $\frac{\omega}{k} = c$ $2\pi\nu / \frac{2\pi}{\lambda} = c$

$E_2 = A_2\cos(\omega t - k_2 r_2 + \varphi_{20})$

тобто $\varphi_1 = -kr_1 + \varphi_{10}$, $\varphi_2 = -kr_2 + \varphi_{20}$, де φ_{i0} — початкова фаза

$-k_1 r_1 + k_2 r_2$

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = (\varphi_{10} - \varphi_{20}) + k(r_2 - r_1) = \frac{2\pi}{\lambda}(r_2 - r_1) + (\varphi_{10} - \varphi_{20})$$

тобто інтенсивність в т. O залежить від розміщення цієї точки $(r_2 - r_1)$ і початкових фаз коливань у джерелах

$\Downarrow$

від точки до точки ~~кар~~ інтенсивність змінюється

$k = \frac{2\pi \nu n}{c} =$

$\frac{\omega}{k} = \frac{c}{n} = \frac{2\pi n}{\lambda_0}$

$\frac{2\pi\nu}{\frac{2\pi}{\lambda}} = \frac{c}{n}$

$(r_2 - r_1)$ наз. геометрична різниця ходу променів.

Якщо обидві хвилі поширювалися у вакуумі, $n=1$

$$\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{2\pi c}{\omega} = \lambda_0$$

Якщо $n \neq 1$, то $\lambda = \frac{c}{n\nu} = \frac{2\pi c}{n\omega} = \frac{\lambda_0}{n}$

Якщо середовища, де поширювалися хвилі різні $\lambda_1 \neq \lambda_2$: $k_1 \neq k_2$

$$k_2 r_2 - k_1 r_1 = 2\pi\left(\frac{r_2}{\lambda_2} - \frac{r_1}{\lambda_1}\right) = \frac{2\pi}{\lambda_0}(n_2 r_2 - n_1 r_1)$$

$(r \cdot n)$ - наз. оптичний шлях, $L = \Delta = r_2 n_2 - r_1 n_1$ - оптична різниця ходу, при розрахунку $\Delta\varphi$ слід розглядати саме Δ

$$\Delta\varphi = 2\pi \frac{\Delta}{\lambda_0} + (\varphi_{20} - \varphi_{10})$$

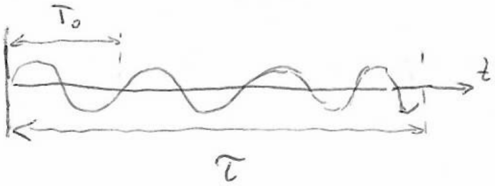
для зручності $\varphi_{20} = \varphi_{10}$ (часто так і на практиці) $\Delta\varphi = \frac{2\pi\Delta}{\lambda}$ індекс "0" випускають

$\Delta\varphi = 2\pi m = \frac{2\pi\Delta}{\lambda}$ => $\boxed{\Delta = \lambda m = 2m\frac{\lambda}{2}}$ - умова max — оптична різниця ходу дорівнює парному числу півхвиль

$\Delta\varphi = (2m+1)\pi = \frac{2\pi\Delta}{\lambda}$ $\boxed{\Delta = (2m+1)\frac{\lambda}{2}}$ - непарне число

? Поняття про просторову та часову когерентність

Початкова фаза і частота залишаються сталими для нескінченно довгої хвилі, атом випромінює світло у вигляді скінченних цугів.



З мат. аналізу відомо, що будь яку ф-ю $E(t)$ можна представити у вигляді інтегралу Фур'є

$$E(t) = \int_0^\infty a(\omega) e^{i\omega t} d\omega$$

$e^{i\omega t} = \cos\omega t + i\sin\omega t$ - розклад по синусоїдах

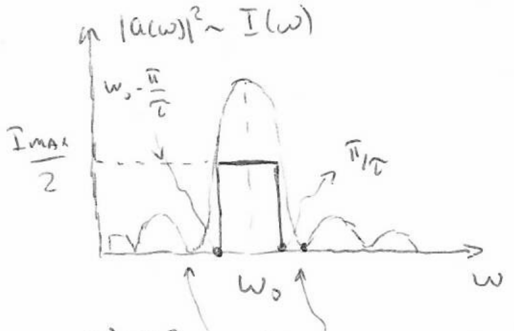
Фур'є образ $a(\omega) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} E(t) e^{-i\omega t} dt$

Якщо $E(t) = A e^{i\omega_0 t}$ (ω_0 - частота синусоїди) при $-\frac{\tau}{2} < t < \frac{\tau}{2}$, тоді

$$a(\omega) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\tau/2}^{\tau/2} e^{i\omega_0 t} e^{-i\omega t} dt = \frac{1}{2\pi}\int_{-\tau/2}^{\tau/2} e^{i(\omega_0-\omega)t}dt = \frac{1}{2\pi i(\omega_0-\omega)} e^{i(\omega_0-\omega)t}\Big|_{-\tau/2}^{\tau/2} =$$

$$= \frac{1}{\pi(\omega_0-\omega)} \underbrace{\frac{e^{i(\omega_0-\omega)\frac{\tau}{2}} - e^{-i(\omega_0-\omega)\frac{\tau}{2}}}{2i}}_{\sin\frac{(\omega_0-\omega)\tau}{2}} = \frac{\tau}{2\pi}\frac{\sin\frac{(\omega_0-\omega)\tau}{2}}{\frac{(\omega_0-\omega)\tau}{2}}$$

$|a(\omega)|^2$ визначає внесок синусоїд з різними частотами в цуг => $E(t)$ не монохроматична, а певної ширини.



$\frac{\omega_0 - \omega}{2}\tau = \pm\pi \Rightarrow$

$\Rightarrow \omega = \omega_0 \pm \frac{2\pi}{\tau}$

діапазон $\Delta\omega = \frac{2\pi}{\tau}$ - відповідає ширині максимуму на половині висоти, тоді

$\Delta\omega\cdot\tau = 2\pi$, $2\pi\Delta\nu\tau = 2\pi$ $\boxed{\Delta\nu\tau \geq 1}$, діапазон основних внесків

насправді $\Delta\nu\cdot\tau \geq 1$.

Немонохроматичність веде до того, що max для різних λ зміщені один від одного. Як наслідок ~~при сталій немонохроматичності~~ спостерігається погіршення контрастності інтерференційної картини, а потім і її зникнення. *при збільш. різн. ходу

Для оцінки цього ефекту вважають, що існування когерентності можливо, коли різниця ходу не перевищує довжину цугу $L = c\cdot\tau$ (тобто). Порушення когерентності пов'язано із запізненням одного цугу порівняно з іншим (колись вони були одним цілим) — кажуть про часову когерентність (когерентність вздовж пучка)

час когерентності = тривалість цугу ($\tau_{ког}$) ($\tau = 10^{-8} \div 10^{-10}$ с)

довжина когерентності $\Delta_{ког} = c\cdot\tau_{ког} = \frac{c}{\Delta\nu} = \frac{\lambda\nu}{\Delta\nu} = \lambda\frac{\nu}{d\nu}$ $d\nu = \frac{c}{\lambda^2}d\lambda$

$L_{ког}$ — відстань, на яку поширюється хвиля за час, протягом якого її фаза та амплітуда залиш в середньому сталими. $L_{ког} = \frac{\lambda\nu\lambda^2}{c\,d\lambda} = \frac{\lambda^2}{d\lambda}$

Для ~~звичайних~~ найкращих теплових джерел $\tau_{ког} \sim 10^{-8}$ ~~$\tau_{ког} \sim 10^{-8}$~~ $L_{ког} \approx 1$ м ~~$\Delta_{ког} \sim 1$ м~~. для сонячного світла $L_{ког} \approx 5\lambda$

лазери $\tau_{ког} \sim 10^{-2}$ с $\Delta_{ког} \approx 10^6$ м

але здебільшого для лазерів $L \sim 10^3$ м, бо заважає неоднорідність атмосфери.

Просторова когерентність — пов'язана з розмірами джерела (відмінність у різниці ходу до певної точки на екрані від різних точок джерела => накладання зсунутих інтерференц. картин. => погіршення контрасту) це називається когерентність у перерізі пучка.

Для х-ки використовується радіус когерентності (довжина просторової когерентності) — відстань між двома точками хвильової поверхні, де коливання ще когерентні

наближено можна оцінити використовуючи $\rho_{ког} \approx \frac{\lambda}{\varphi}$

φ - кутовий розмір джерела. Для Сонця $\varphi \approx 0.01$ рад, $\lambda \sim 0.5$ мкм

$\rho_{ког} = 0.5/0.01 = 50$ мкм ≈ 0.05 мм.

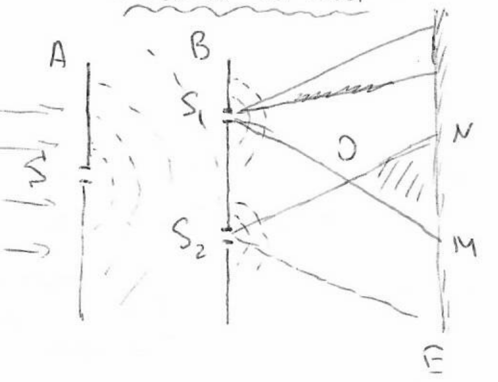
Заміна інтерференцій на схема

Методи спостереження інтерференції

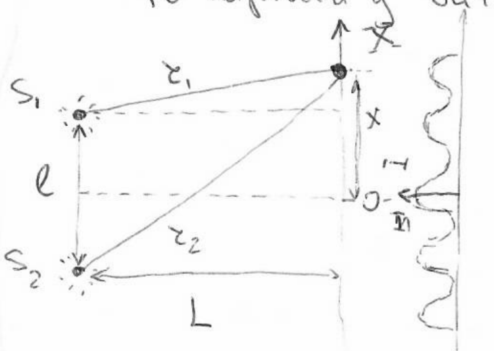
Від реальних джерел світла окремі цуги, які не узгоджені один з одним. При накладанні двох різних цугів (потоків) інтерференційна картина утворюється, але вона швидко змінюється так як початкові фази окремих квантів змінюються хаотично $\Rightarrow \langle \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \rangle = 0$. Тому для спостереження інтерференції намагаються використати один пучок, розділивши його на окремі частини $\Rightarrow$ інтерферують цуги, які раніше були одним цілим. В результаті чого $\varphi_{10} = \varphi_{20} = const(t)$.

Основні методи базуються на поділі хвильового фронту та поділі амплітуди. Розглянемо спочатку перші.

Схема Юнга - історично перша схема: пучок світла падав на екран A з малим отвором (щілиною) S. За рахунок дифракції світло досягало двох отворів S_1 та S_2 екрану B, які згідно з принципом Гюйгенса відіграють роль вторинних джерел, які випромінюють сферичні (циліндричні) хвилі. Так як S_1 та S_2 отримані за рахунок поділу фронту хвилі одного джерела S, то вони когерентні.



Ділянка перекриття пучків ONM називається полем інтерференції. Якщо в цьому полі розмістити екран E, то на ньому можна спостерігати інтерференційну картину. (якщо $S_{1,2}$ - щілини - то картина у вигляді смуг)



$$\Delta = \tau_2 - \tau_1 \quad ; \quad \tau_1^2 = L^2 + \left(x - \frac{\ell}{2}\right)^2 \quad ; \quad \tau_2^2 = L^2 + \left(x + \frac{\ell}{2}\right)^2$$

$$\tau_2^2 - \tau_1^2 = L^2 + x^2 + x\ell + \frac{1}{4}\ell^2 - L^2 - x^2 + x\ell - \frac{1}{4}\ell^2 = 2x\ell = (\tau_2 - \tau_1)(\tau_2 + \tau_1)$$

$$\Delta = \frac{\tau_2^2 - \tau_1^2}{\tau_2 + \tau_1} = \frac{2x\ell}{\tau_2 + \tau_1}$$

; При $L \gg \ell$, що необхідно для контрастності картинки

при $L \gg x$ $\quad \tau_1 + \tau_2 \approx 2L$

$$\boxed{\Delta = \frac{x\ell}{L}}$$

max $\quad x_{max}\frac{\ell}{L} = m\lambda \quad x_{max} = \frac{m\lambda L}{\ell}$.

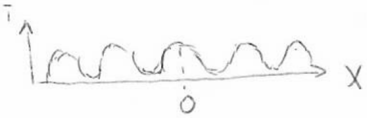
min $\quad x_{min}\frac{\ell}{L} = (2m+1)\frac{\lambda}{2} \quad x_{min} = \frac{(2m+1)\lambda L}{2\ell}$

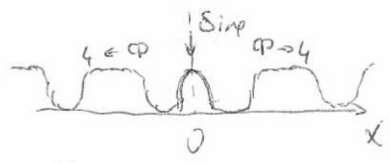
$m = 0, \pm 1, \pm 2 \ldots$

Відстань між двома сусідніми max (min) називається шириною інтерференційної смуги

$$\Delta x = x_{max,m+1} - x_{max,m} = \boxed{\frac{\lambda L}{\ell} = \Delta x}$$

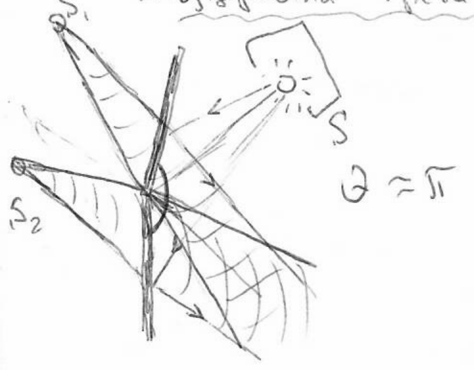
при $\ell \sim L$ $\Delta x \sim \lambda$ $\Rightarrow$ спостерігати контрастну картину можна лише при $\ell \ll L$

Випромінювання, яке досліджується, роз'єднується на два потоки (відбиванням, заломленням) після чого потоки знову сходяться, пройшовши до місця зустрічі, в заг випадку, різні оптичні шляхи монохроматичне 



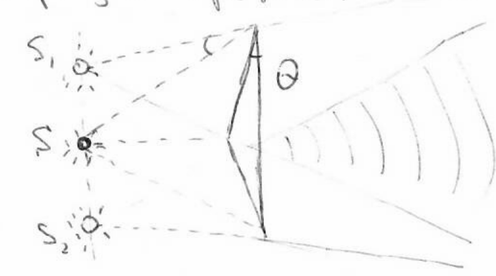
Sine — картинка з сукупності max і min для різних λ

Біодзеркала Френеля — утвор. 2 уявних зображення S



$\theta \simeq \pi$

Біпризма Френеля.

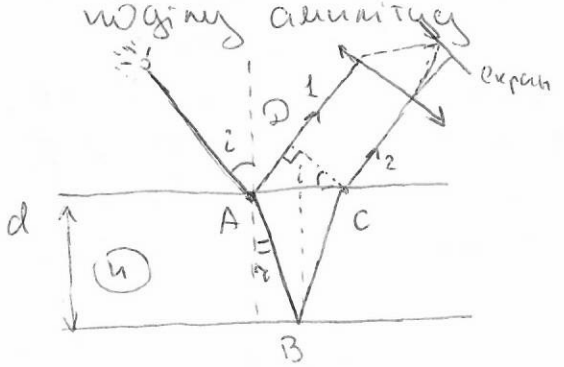


θ ~ мінути

$\varphi = (n-1)\theta$

Інтерференція у тонких плівках

При освітленні тонкої плівки відбувається накладання хвиль, відбитих від передньої та задньої поверхонь плівки — реалізується метод поділу амплітуди



$$\Delta_{21} = (AB+BC)n - \left(AD + \frac{\lambda}{2}\right)$$ за рахунок відбиття від більш оптично густого середовища

$$AB = BC = \frac{d}{\cos r}$$

$$AD = AC \cdot \sin i = (2d\,tg\,r)\sin i$$

$$\Delta = \frac{2dn}{\cos r} - 2d\,tg\,r \cdot \sin i - \frac{\lambda}{2} = 2d\,\frac{n - \sin r \sin i}{\cos r} - \frac{\lambda}{2}$$

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n \ (= n_{21}) \quad ; \quad \sin i = n \cdot \sin r$$

$$\Delta = 2d\,\frac{n - n\sin^2 r}{\cos r} - \frac{\lambda}{2} = 2dn\,\frac{1-\sin^2 r}{\cos r} - \frac{\lambda}{2} = \boxed{2dn\cos r - \frac{\lambda}{2} = \Delta}$$

$$\cos r = \sqrt{1-\sin^2 r} = \sqrt{1 - \frac{\sin^2 i}{n^2}} \Rightarrow \boxed{\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda}{2}}$$

Тонкі плівки — бо має виконуватись умова на часову когерентність, а умова на просторову когерентність умова менш жорстка, причому при $i=0$ взагалі стає практично не суттєвим.

Як видно з ф-ли, змінюючи кут можна спостерігати чергування максимумів та мінімумів відбитого світла (для немонохром. світла — монотонне зменшення інтенсивності

Якщо пластинку освітлювати непаралельними променями, то на екрані після лінзи виникнуть смуги — смуги рівного нахилу, локалізовані на нескінченності.

Якщо товщина пластинки не постійна, то навіть при одному падаючому промені, відбиті промені будуть непаралельними. При цьому область перекриття когерентних частин відбитих хвиль буде локалізована в основному біля поверхні пластинки (див. Іродова детальніше)