Radiometrie a fotometrie

Vyzařování, přenos a účinky energie elektromagnetického záření všech vlnových délek zkoumá obor **radiometrie**, elektromagnetickým zářením v optické oblasti se pak zabývá **fotometrie**.

V odstavci „Přenos energie elmg. vlněním“ jsme již poznali dvě základní energetické veličiny:

- **Zářivý tok *P***, jako celkovou energii záření (vlnění), prošlou zvolenou plochou S za jednotku času (ve stanoveném směru), tj. vlastně **zářivý výkon** prošlý plochou S
- **Intenzitu záření *I***, jako zářivý tok procházející jednotkovou plochou kolmou ke směru šíření vlnění, nebo-li **plošnou hustotu zářivého toku**

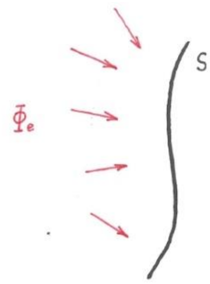
Tyto veličiny obecně dokonale popisují pohyb elektromagnetické energie v prostoru, bez ohledu na zdroje této energie a bez ohledu na její působení na okolní objekty.

Obory optiky **radiometrie** a **fotometrie** pak zejména pro studium zdrojů elektromagnetického (světelného) záření a jeho účinků na hmotná tělesa a na lidský zrak definují další vhodné veličiny:

Radiometrické veličiny

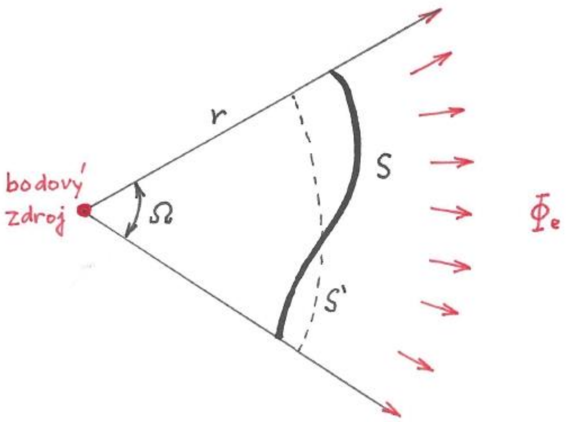
1) Výše uvedený **zářivý tok**, v radiometrii označovaný Φ_e, je vhodná veličina jak pro studium vyzařování energie z libovolného zdroje, tak i pro popis dopadu energie na hmotné objekty:

$$\boxed{\Phi_e = \frac{dW_e}{dt}} \qquad \left[J \cdot s^{-1} = W \right]$$



Zářivý tok je zářivá energie prošlá za jednotku času plochou S ve stanoveném směru (nebo dopadlá na plochu S),
… jinak tedy zářivý výkon prošlý touto plochou (nebo dopadlý na ni).

2) Velmi často elektromagnetické záření vysílá zdroj, jehož rozměry je možno zanedbat oproti vzdálenosti ***r*** od místa pozorování (od plochy ***S***) – to je tzv. **bodový zdroj.**



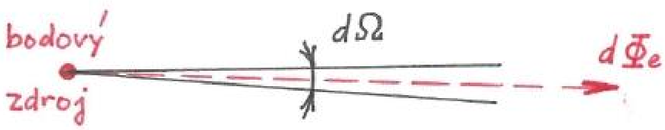
V tomto případě - z důvodu svého přímočarého šíření - vyplňuje zářivý tok Φ_e procházející plochou S celý **prostorový úhel** $\boldsymbol{\Omega}$, který je dán podílem plochy *(přesněji řečeno ekvivalentní plochy* S' *na kouli poloměru* $\boldsymbol{r}$ *)* a kvadrátu její vzdálenosti od zdroje $\boldsymbol{r}$:

$$\boxed{\Omega = \frac{S'}{r^2}} \qquad [\, steradián = sr \,]$$

Pak je možno definovat veličinu **zářivost I_e** jako **podíl zářivého toku** a tohoto **prostorového úhlu**, která tak bude mít význam zářivého toku vysílaného zdrojem do jednotkového prostorového úhlu.

$$I_e = \frac{\Phi_e}{\Omega}$$

Protože vyzařování energie je často **směrově závislé** (a pak má předchozí výraz smysl pouze pro průměrné hodnoty zářivosti v uvedeném prostorovém úhlu) - je vhodné obecně definovat zářivost přímo v určitém **směru vyzařování** - tedy pro malý (**diferenciální**) prostorový úhel $d\boldsymbol{\Omega}$ s osou v tomto směru:



$$\boxed{I_e = \frac{d\Phi_e}{d\Omega}} \qquad [\, J \cdot s^{-1} \cdot sr^{-1} = W \cdot sr^{-1} \,]$$

Zářivost je zářivý tok vysílaný bodovým zdrojem do jednotkového prostorového úhlu v daném směru.

V případě **izotropního zdroje** - tedy s konstantní zářivostí ve všech směrech vyzařování - je ovšem možno psát jednodušeji, bez diferenciálů:

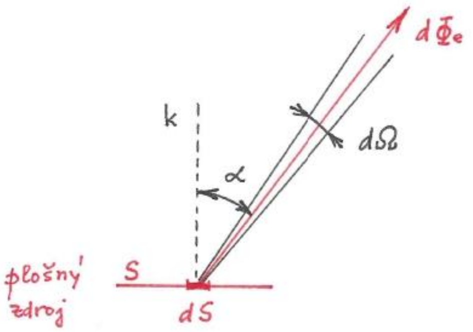
$$I_e = \frac{\Phi_e}{\Omega}$$

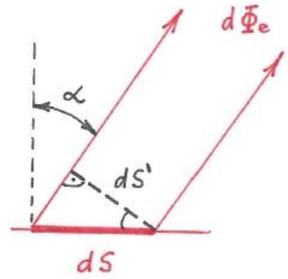
A lze také jednoduše (bez použití integrálu) vyjádřit zářivý výkon do libovolně velkého prostorového úhlu:

$$\Phi_e = I_e \cdot \Omega$$

3) Jestliže je potřeba vyhodnotit vyzařování energie **plošným zdrojem**, můžeme vytvořit veličinu analogickou předešlé **zářivosti** - pro každou malou (diferenciální) část dS tohoto zdroje - a přepočítat ji na jednotkovou plošku.

Protože ovšem z **šikmého směru** se rovinná ploška jeví svou **zdánlivou (účinnou) velikostí**, rovnou jejímu **průmětu** do roviny kolmé ke směru pozorování (vyzařování) - proto se dělá přepočet na jednotkovou plochu tohoto průmětu (viz také vysvětlení u jasu).





Definuje se tak veličina **zář L_e** **(měrná zářivost, radiance)** daného místa plošného zdroje jako **podíl zářivosti** elementární plošky na tomto místě ve zvoleném směru a její **zdánlivé velikosti** v tomto směru (směr se stanoví úhlem ***α*** od kolmice plochy).

$$\boxed{L_e = \frac{dI_e}{dS \cdot cos\alpha}} \qquad \left[W \cdot sr^{-1} \cdot m^{-2}\right]$$

Zář je zářivost (v určeném směru) daného místa povrchu plošného zdroje o jednotkové zdánlivé ploše v tomto směru (o jednotkovém průmětu do roviny kolmé k tomuto směru).

Jestliže povrch (malého) plošného zdroje září ve **všech místech** stejně (**homogenní** zdroj), pak můžeme opustit diferenciály a zjednodušeně napsat vztah pro zář **celého povrchu** zdroje:

$$L_e = \frac{I_e}{S \cdot cos\alpha}$$

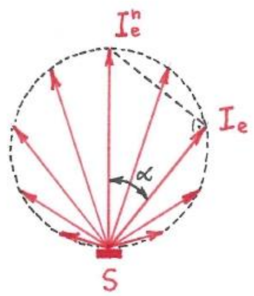
Jestliže by navíc **zář** plošného zdroje byla ve **všech směrech** konstantní (**izotropní** zdroj), pak je ve všech směrech stejná jako v **kolmém směru**, tedy lze psát:

$$L_e = \frac{I_e}{S \cdot cos\alpha} = \left(\frac{I_e}{S \cdot cos\alpha}\right)^n = \frac{I_e^{\,n}}{S}$$

A porovnáním stran dostaneme vztah pro zářivost izotropního plošného zdroje:

$$\boxed{I_e = I_e^{\,n} \cdot cos\alpha}$$

Lambertův zákon



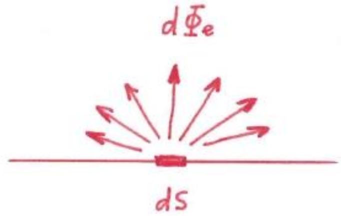
Podle Lambertova zákona zářivost izotropního rovinného plošného zdroje v každém jeho místě klesá s kosinem úhlu odklonu od kolmice k ploše – takový zdroj se také nazývá **kosinový zářič**.

Kosinovému zářiči se **nejvíce přibližuje** záření povrchu zahřátého tělesa – tzv. **tepelné záření**, a to tím více, čím méně tento povrch odráží záření od okolních těles či jiných zdrojů záření, nebo jinak řečeno - čím více tento povrch okolní záření **absorbuje** – tj. čím více je tento povrch „tmavý“.

Tzv. **absolutně černé těleso** dokonale absorbuje okolní záření, má tedy **koeficient absorpce** okolního záření roven jedné a vyzařuje pouze svoje vlastní tepelné záření jako kosinový zářič.

4) Aby bylo moġno zhodnotit **celkové energetické vyzaŚování** povrchu ploġného zdroje ï tedy do celého **poloprostoru** - zavádí se veliļina **intenzita vyzaŚování (záŚivá exitance) H_e** jako podíl záŚivého toku z elementární ploġky zdroje do celého poloprostoru a velikosti této ploġky:

$$\boxed{H_e = \frac{d\Phi_e}{dS}} \qquad \left[J \cdot s^{-1} \cdot m^{-2} = W \cdot m^{-2} \right]$$



Intenzita vyzaŚování je záŚivá energie vyzáŚená za jednotku ļasu do celého poloprostoru (2´) jednotkou povrchu daného místa ploġného zdroje,
é .é jinak tedy záŚivý tok do celého poloprostoru (2´) z jednotky povrchu ploġného zdroje.

V minulém odstavci zmínĿný **kosinový záŚiļ** umoġŔuje jednoduché stanovení **intenzity vyzaŚování**:
jestliġe za pŚedpokladu platnosti Lambertova zákona pro záŚivost *(tj. záŚivý tok do jednotkového úhlu v daném smĿru Ŭ z ploġky dS)* **integrujeme pŚes celý poloprostor**, dostaneme pro záŚivý tok z ploġky *dS* do celého poloprostoru jednoduchý vztah:

$$\boxed{d\Phi_e = \pi \cdot I_e^{\,n} = \pi \cdot L_e \cdot dS}$$

Vidíme, ġe záŚivý tok, který ploġka *dS* vysílá do poloprostoru **je pouze** ´ -krát vĿtġí neġ její záŚivost v kolmém smĿru, **právĿ proto**, ġe podle Lambertova zákona záŚivost klesá k nule s kosinem odklonu od kolmice.
Kdeġto pŚi **izotropní záŚivosti** by záŚivý tok z ploġky *dS* musel být 2´ ï krát vĿtġí neġ záŚivost v kolmém smĿru.

Po vydĿlení rovnice ploġkou *dS* dostaneme vztah pro **intenzitu vyzaŚování**, nebo-li záŚivý tok do celého poloprostoru z **jednotky povrchu** ploġného kosinového (izotropního) zdroje:

$$\boxed{H_e = \pi \cdot L_e}$$

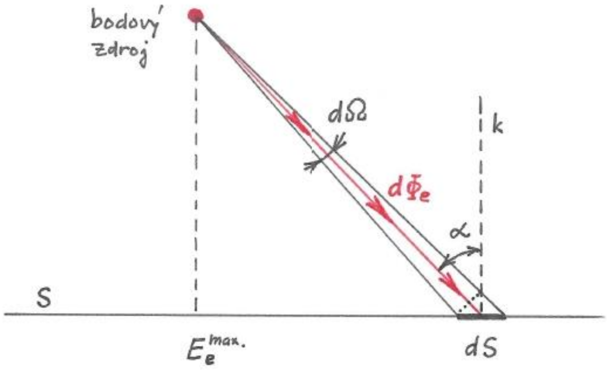
<u>intenzita vyzaŚování kosinového záŚiļe</u>

<u>*Pozn.:*</u> Teoretické odvození matematického vztahu pro intenzitu vyzaŚování zahŚátých pevných tĿles, pŚesnĿji Śeļeno pro spektrální hustotu intenzity vyzaŚování, sehrálo principiální úlohu pŚi vzniku moderní kvantové fyziky.
(**PlanckŢv zákon** pro záŚení **absolutnĿ ļerného tĿlesa** byl odvozen jedinĿ za pŚedpokladu kvantového charakteru elektromagnetického záŚení)

5) Pro popis **dopadu** záŚení na skuteļnou **plochu** (povrch tĿlesa) se vyuġívá Ăehce modifikovanáñ v úvodu uvedená veliļina intenzita záŚení - pouġije se totiġ pro **libovolný úhel** dopadu záŚení na plochu é é proto je definována jen jako **skalární** veliļina - **intenzita ozáŚení E_e (ozáŚení)** podílem záŚivého toku a velikosti ozáŚené plochy:

$$\boxed{E_e = \frac{d\Phi_e}{dS}} \qquad \left[J \cdot s^{-1} \cdot m^{-2} = W \cdot m^{-2} \right]$$

Intenzita ozáŚení je záŚivá energie dopadlá za jednotku ļasu na jednotku plochy,
é é . je to tedy záŚivý výkon dopadlý na jednotku plochy v daném místĿ.



Je-li ploška *dS* ozářená bodovým zdrojem ze vzdálenosti ***r***, pak lze zářivý tok vyjádřit pomocí zářivosti zdroje I_e a **prostorového úhlu** vytvořeného ploškou *dS* (viz. obr.).

Jestliže přitom zářivý tok dopadá na plošku **ve směru** pod úhlem ***α***, pak pro výpočet prostorového úhlu je nutno vzít ne přímo tuto plošku, ale její **průmět** do roviny kolmé k tomuto směru :

$$d\Omega = \frac{dS \cdot \cos\alpha}{r^2}$$

Pak můžeme dosadit:

$$E_e = \frac{d\Phi_e}{dS} = \frac{I_e \cdot d\Omega}{dS} = \frac{I_e}{dS} \cdot \frac{dS \cdot \cos\alpha}{r^2} = \frac{I_e}{r^2} \cdot \cos\alpha$$

Intenzita ozáření tedy roste přímo úměrně se zářivostí zdroje a klesá s druhou mocninou vzdálenosti od zdroje.
Současně také vidíme, že intenzita ozáření narůstá s klesajícím úhlem dopadu - dosahuje tedy maximální hodnoty při kolmém dopadu zářivého toku:

$$\boxed{E_e^{max} = \frac{I_e}{r^2}}$$

Fotometrické (světelné) veličiny

Fotometrické veličiny jsou definovány principiálně stejným způsobem jako veličiny radiometrické, liší se pouze tím, že záření není hodnoceno fyzikálně podle velikosti energie, ale **účinky záření** jsou vyhodnoceny prostřednictvím subjektivního **vjemu lidského oka**.

Sítnice oka obsahuje světlocitlivé buňky (tyčinky a čípky) a **je citlivá** v oblasti elektromagnetického záření vlnových délek přibližně **380 nm až 780 nm** - tzv. (**viditelné) světlo**

Pozn.: protože vnímání světla je subjektivní fyziologický proces, nejsou tyto hranice absolutní, také údaje v literatuře se často dosti odlišují - v desítkách nm).

Citlivost oka na záření **ovšem není konstantní** – klesá k nule u hranic viditelného světla a dosahuje **maxima** přibližně u vlnové délky 555 nm (je to zřejmý důsledek dlouhodobé adaptace člověka na sluneční svit, který je maximální také právě u této vlnové délky).

Fotometrické veličiny tedy hodnotí pouze **část energie** elektromagnetického záření:

1) **viditelné** lidským okem
2) a s přihlédnutím k **citlivosti** lidského oka na toto záření.

Kaģdá **radiometrická veliļina** má proto svŢj ĂprotĽjģekñ ï **fotometrickou veliļinu**, která vznikne tak, ģe nĽjakým vhodným zpŢsobem bude moģno vyhodnotit ï zmĽŚit - subjektivní zrakový vjem lidského oka a pŚiŚadit mu s pomocí vhodné fyzikální jednotky jednoznaļnou hodnotu.

NapŚíklad vjem lidského oka na dopadající **záŚivý tok** $\boldsymbol{\Phi_e}$ ve wattech [W] je vyhodnocen jako veliļina **svĽtelný tok** $\boldsymbol{\Phi}$ v nových jednotkách Ălumenñ [lm].

PomĽr tĽchto veliļin pak charakterizuje výģe zmínĽnou **citlivost (úļinnost)** oka, s níģ je dopadající elektromagnetická energie pŚemĽnĽna na subjektivní zrakový vjem:

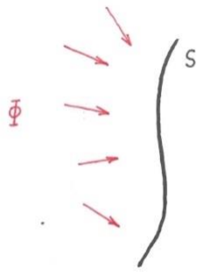
$$\boxed{K = \frac{\Phi}{\Phi_e}}$$

Uvedeme nyní **základní fotometrické veliļiny,** ve stejném poŚadí jako u radiometrických veliļin:

1) ZáŚivému toku $\boldsymbol{\Phi_e}$ odpovídá fotometrická veliļina **svĽtelný tok** $\boldsymbol{\Phi}$, která zhodnotí energii elektromagnetického záŚení v oblasti viditelného svĽtla na základĽ její schopnosti vyvolat zrakový vjem.

Jde vlastnĽ o Ăefektivní ļástñ záŚivé energie ï tedy vyvolávající zrakový vjem - která projde za **jednotku** ļasu definovanou **plochou** S (*nebo na nĽjakou plochu dopadne*) ï lze proto stále pouģít základní vztah:

$$\boxed{\Phi = \frac{dW}{dt}} \qquad [lumen \ (lm)]$$



SvĽtelný tok je Ăefektivníñ ļást záŚivá energie, která vyvolá zrakový vjem, proģlá za jednotku ļasu plochou S ve stanoveném smĽru (nebo dopadlá na plochu S).

S vyuģitím veliļin spektrální citlivosti oka a spektrální hustoty záŚivého toku lze také svĽtelný tok exaktnĽ vyjádŚit ï viz poslední rovnice v této kapitole.

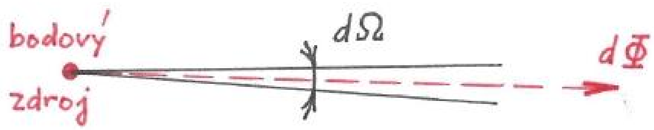
Jednotkou svĽtelného toku je **1 lumen (lm)**, který byl **dŚíve** definován jako **základní** fotometrická jednotka - jako **svĽtelný tok**, který vysílá **absolutnĽ ļerné tĽleso** pŚi teplotĽ tuhnutí platiny pŚi tlaku $1{,}01325.10^5$ Pa **plochou** o velikosti $5{,}305.10^{-7}$ m^2 do **celého poloprostoru**.

Nyní je soustavĽ SI lumen **jednotkou odvozenou** ze základní fotometrické jednotky, kterou je jednotka svítivosti 1 kandela:

1 lumen je svĽtelný tok, vysílaný do jednotkového prostorového úhlu (1 steradián) bodovým izotropním zdrojem, který má ve vģech smĽrech jednotkovou svítivost (1 kandela).

<u>Pozn.:</u> *Z dŢvodu vlastnosti absolutnĽ ļerného tĽlesa jako Lambertova záŚiļe jsou obĽ definice ļíselnĽ ekvivalentní.*

3) Radiometrické veličině **zářivost** I_e odpovídá fotometrická veličina **svítivost** ***I*** a je také analogicky definována jako podíl světelného toku vysílaného bodovým zdrojem v určitém směru do malého (diferenciálního) prostorového úhlu $d\Omega$ - a tohoto úhlu é é má tedy význam světelného toku vysílaného zdrojem do jednotkového prostorového úhlu v daném směru:



$$\boxed{I = \frac{d\Phi}{d\Omega}} \qquad \left[kandela\ (cd) = lm \cdot sr^{-1}\right]$$

Svítivost je světelný tok vysílaný zdrojem do jednotkového prostorového úhlu v daném směru.

Tento vztah se ale nepoužívá k definici jednotky svítivosti - naopak v systému fotometrických jednotek je jednotka svítivosti **kandela (cd)** **výchozí jednotkou** (a patří také mezi sedm základních jednotek soustavy SI) a **definuje se přímo** jako svítivost konkrétního zdroje:

1 kandela je definována jako svítivost v daném směru zdroje monochromatického záření o kmitočtu 540 .10^{12} Hz (vlnové délce 555,171 nm) a zářivosti 1/683 W.sr^{-1} v tomto směru.

Kandela jako jednotka svítivosti se pak v současném systému jednotek SI používá pro definici jednotky světelného toku (lumen, viz bod 1) následujícím způsobem:

V případě **izotropního zdroje** - tedy s konstantní svítivostí ve všech směrech vyzařování - je možno psát jednodušší tvar bez diferenciálů:

$$I = \frac{\Phi}{\Omega}$$

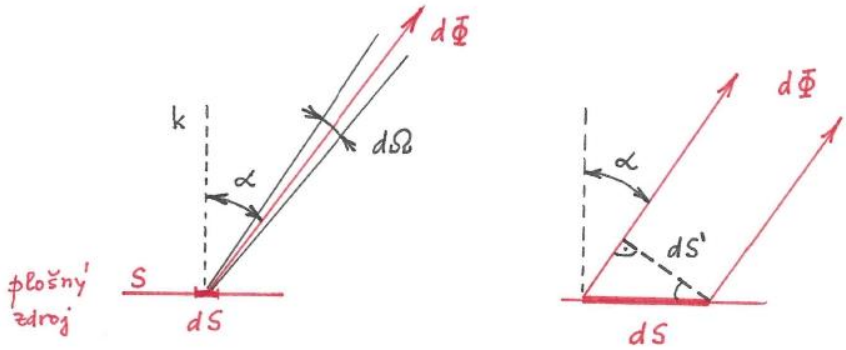
U izotropního zdroje lze také jednoduše (bez použití integrálu) vyjádřit světelný tok do libovolně velkého prostorového úhlu:

$$\Phi = I \cdot \Omega$$

Při definici lumenu jako jednotky světelného toku pomocí izotropního zdroje se pak využívá definovaný jednotkový prostorový úhel Ω pak se světelný tok rovná svítivosti:

$$\boxed{\Phi = I \cdot \Omega = I \cdot 1 = I}$$

3) Jas ***L*** **(měrná svítivost)** je fotometrická veličina analogická **záři** L_e **(měrná zářivost)** a je také podobně definovaná - jako podíl svítivosti elementární části povrchu plošného zdroje ve zvoleném směru (stanoveném úhlem ϑ od kolmice plochy) a její zdánlivé velikosti v tomto směru (jejího průmětu do roviny kolmé k tomuto směru):



$$\boxed{L = \frac{dI}{dS \cdot \cos\alpha}} \qquad \left[nit\,(nt) = cd \cdot m^{-2} \right]$$

Jas je svítivost (v určeném směru) daného místa povrchu plošného zdroje, o jednotkové zdánlivé ploše v tomto směru (o jednotkovém průmětu do roviny kolmé k tomuto směru).

Pozn.: Důvod použití zdánlivé plochy při zavedení veličiny jas je ten, aby **souhlasila** definice jasu s způsobem **vnímání světla** lidským okem – **zrakový vjem** vytvářejí světlocitlivé buňky **jen v tom místě sítnice** kde se **vytvoří obraz** svítící plochy – tj. **tam, kde plochu vidíme** – a to právě **není obraz skutečné** plochy, ale plochy zdánlivé - průmětu do roviny kolmé ke směru pozorování.

(při použití měřícího přístroje se světlocitlivým detektorem bude situace analogická)

Právě při hodnocení jasu dokáže lidské oko rozlišit velmi malé změny této veličiny - proto výše uvedená veličina K citlivosti oka se stanovuje postupným **porovnáváním jasu** dvou osvětlených ploch, s velmi malými odchylkami vlnových délek (počínaje vlnovou délkou maximální citlivosti 555 nm).

Jednotkou jasu je nit (nt) – který je definován jako jas takového místa povrchu plošného zdroje, které má svítivosti 1kandela a jehož zdánlivá plocha ve směru pozorování je 1 m^2.

1 nit (nt) = 1 kandela na čtvereční metr

Starší jednotka: 1 stilb (sb) = 1 kandela na čtvereční centimetr

Jestliže povrch (malého) plošného zdroje **svítí** ve všech **místech** stejně – má stejný jas (**homogenní** zdroj), pak můžeme opustit diferenciály a zjednodušeně napsat vztah pro jas celého povrchu zdroje:

$$L = \frac{I}{S \cdot \cos\alpha}$$

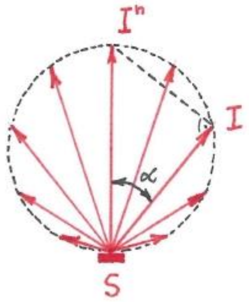
Jestliže by navíc jas plošného zdroje byl ve všech **směrech** konstantní (**izotropní** zdroj), pak je ve všech směrech stejný jako v kolmém směru, tj. pro nulový úhel dopadu:

$$L = \frac{I}{S \cdot \cos\alpha} = \left(\frac{I}{S \cdot \cos\alpha} \right)^{n} = \frac{I^{n}}{S}$$

A porovnáním stran dostaneme vztah pro svítivost izotropního plošného zdroje:

$$\boxed{I = I^n \cdot \cos\alpha}$$

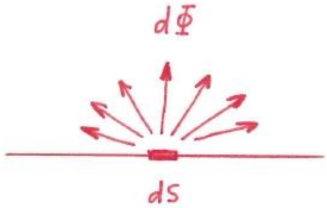
Lambertův zákon



Podle Lambertova zákona svítivost izotropního rovinného plošného zdroje v každém jeho místě klesá s kosinem úhlu odklonu od kolmice k ploše – takový zdroj se také nazývá **kosinový zářič**.

4) Intenzita světlení *H* (světlení) je fotometrická veličina analogická **intenzitě vyzařování H_e**, a je definovaná jako podíl světelného toku z elementární plošky zdroje do celého poloprostoru a velikosti této plošky:

$$\boxed{H = \frac{d\Phi}{dS}} \qquad \left[lumen \cdot m^{-2} = lm \cdot m^{-2} \right]$$



Intenzita světlení je světelný tok do celého poloprostoru, vysílaný jednotkou povrchu plošného zdroje.

Stejně jako u energetických veličin, i ve fotometrii umožňuje kosinový zářič jednoduché stanovení intenzity světlení:
Jestliže za předpokladu platnosti Lambertova zákona pro svítivost (tj. světelný tok do jednotkového úhlu v daném směru (Ω) z plošky dS) integrujeme přes celý poloprostor, dostaneme pro světelný tok do celého poloprostoru jednoduchý vztah:

$$\boxed{d\Phi = \pi \cdot I^n = \pi \cdot L \cdot dS}$$

Světelný tok, který ploška dS vysílá do poloprostoru **je pouze π-krát větší** než její svítivost v kolmém směru, právě proto, že podle Lambertova zákona svítivost klesá k nule s kosinem odklonu od kolmice.
(Kdežto při izotropní svítivosti by světelný tok z plošky dS musel být **2π krát větší** než svítivost v kolmém směru.)

Po vydělení rovnice ploškou *dS* dostaneme **vztah mezi jasem** plošného kosinového (izotropního) zdroje a **jeho intenzitou světlení**, nebo-li světelným tokem do celého poloprostoru z jednotky povrchu:

$$\boxed{H = \pi \cdot L}$$

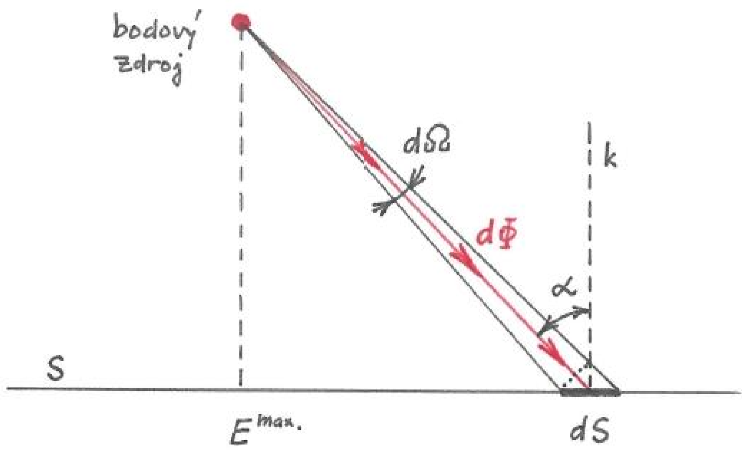
intenzita světlení kosinového zářiče

5) Intenzitě ozáření E_e odpovídá fotometrická veličina **intenzita osvětlení E** (**osvětlení**) definovaná jako světelný tok dopadající na jednotku plochy. Je tedy podílem světelného toku (v lumenech) a plochy (v metrech čtverečních).

$$\boxed{E = \frac{d\Phi}{dS}} \qquad \left[lux\,(lx) = lm \cdot m^{-2}\right]$$

Intenzita osvětlení je světelný tok dopadající na jednotku plochy v daném místě

Jednotkou osvětlení je lux (lx) - to je osvětlení způsobené světelným tokem 1 lumen dopadajícím na plochu 1 m².



Je-li pločka dS osvětlená bodovým zdrojem ze vzdálenosti $\boldsymbol{r}$ a světelný tok na ni dopadá pod úhlem $\boldsymbol{\alpha}$ (k normále plochy, viz obr.), pak lze světelný tok vyjádřit pomocí svítivosti zdroje I a prostorového úhlu vytvořeného plochou dS :

$$E_e = \frac{d\Phi}{dS} = \frac{I \cdot d\Omega}{dS} = \frac{I}{dS} \cdot \frac{dS \cdot \cos\alpha}{r^2} = \frac{I}{r^2} \cdot \cos\alpha$$

Je vidět, že v tomto případě intenzita osvětlení je přímo úměrná svítivosti zdroje, nepřímo úměrná čtverci vzdálenosti od zdroje a narůstá s klesajícím úhlem dopadu.

Maximálního osvětlení se tedy dosáhne při kolmém dopadu světla na uvažovanou plochu:

$$\boxed{E^{max} = \frac{I}{r^2}}$$

Běžná hodnota osvětlení ve vnitřních prostorách se pohybuje v rozmezí 100–2000 lx, venku ve slunečný den lze naměřit desítky tisíc luxů, v noci při úplňku 0,5 lx.

Spektrální radiometrické a fotometrické veliļiny

Doposud uvedené radiometrické i fotometrické veliļiny popisují toky záŚivé nebo svŀtelné energie jako celek ï bez ohledu na vliv vlnŀní rŢzných vlnových délek, které elektromagnetické záŚení obsahuje.

Abychom popsali, jakým dílem pŚispívá elektromagnetické vlnŀní urļitých vlnových délek k výsledné celkové radiometrické nebo fotometrické veliļinŀ zavádíme **spektrální veliļiny** následujícím zpŢsobem:

Jestliġe je záŚení sloġeno z vlnových délek v libovolné spojité oblasti spektra, napŚ. $(\lambda_{1,} \; \lambda_2)$, pak zvolíme **malý (diferenciální) interval** vlnových délek *dŽ* v libovolném **místŀ(Ž)** této oblasti.

Pak uvaġme napŚíklad v pŚípadŀ záŚivého toku, ġe elektromagnetické vlnŀní s vlnovými délkami v tomto malém intervalu pŚenáší jistŀ pouze nŀjakou malou ļást *dū* $_e$ z celkového záŚivého toku ***ū*** $_e$ a definujme novou veliļinu:

$$\boxed{\Phi_{e\lambda} \;=\; \frac{d\Phi_e}{d\lambda}}$$

Spektrální hustota záŚivého toku **(spektrální záŚivý tok)**

Tato veliļina vyjadŚuje záŚivý tok pŚipadající na jednotkový interval vlnových délek, pŚesnŀji:
je to záŚivý tok, který pŚenáší vlnŀní s vlnovými délkami obsaġenými v jednotkovém intervalu v daném místŀ spektrální oblast

Ve slovním vyjádŚení definice je zdŢraznŀno, ġe tato veliļina je definována pro **urļité místo** spektrální oblasti ï tedy pro **urļitou vlnovou délku**, neboŠ volbou diferenciálního intervalu volíme vlastnŀ také urļitý bod spektrální oblasti ï obsahuje tedy soubor vln a prakticky **stejnou** vlnovou délkou - je to **monochromatická** veliļina ï a je to **funkce vlnové délky**:

$$\boxed{\Phi_{e\lambda} \;=\; \Phi_{e\lambda}(\lambda)}$$

PŚi znalosti spektrální hustoty záŚivého toku pak celkový záŚivý tok získáme integrací pŚes vġechny vlnové délky uvaġované oblasti spektra:

$$\boxed{\Phi_e \;=\; \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_{e\lambda} \cdot d\lambda}$$

Stejným zpŢsobem definujeme monochromatickou veliļinu **spektrální svŀtelný tok**, jako funkci vlnové délky:

$$\boxed{\Phi_\lambda \;=\; \frac{d\Phi}{d\lambda} \;=\; \Phi_\lambda(\lambda)}$$

Spektrální hustota svŀtelného toku **(spektrální svŀtelný tok)**

Je to svŀtelný tok, pŚipadající na jednotkový interval vlnových délek, pŚi dané vlnové délce, A celkový světelný tok získáme opět integrací přes všechny vlnové délky viditelného světla:

$$\boxed{\Phi = \int_{380nm}^{780nm} \Phi_\lambda \cdot d\lambda}$$

Analogickým způsobem můžeme definovat spektrální hustoty všech ostatních radiometrických i fotometrických veličin: $I_{e\lambda},\ L_{e\lambda},\ H_{e\lambda},\ E_{e\lambda},\ I_\lambda,\ L_\lambda,\ H_\lambda,\ E_\lambda$

Pozn.: Všechny *spektrální veličiny lze definovat dle potřeby také pomocí frekvence* ν *elektromagnetického vlnění:* $\Phi_{e\nu} = \dfrac{d\Phi_e}{d\nu}$ $\quad \Phi_\nu = \dfrac{d\Phi}{d\nu}$

Výpočet fotometrických veličin

Fotometrické veličiny můžeme vypočítat z veličin radiometrických, jestliže budeme přesně znát **citlivost (účinnost) lidského oka**, s níž se dopadající elektromagnetická energie přeměňuje na subjektivní zrakový vjem.

Tuto veličinu jsme již dříve definovali jako poměr světelného a zářivého toku, který dopadá do oka:

$$K = \frac{\Phi}{\Phi_e}$$

Tato veličina jistě výrazně závisí na vlnové délce (protože klesá k nule na okrajích intervalu viditelného světla), proto se citlivost oka musí definovat a měřit pro **monochromatické záření** konkrétní vlnové délky – pro tento účel je vhodná **spektrální hustota zářivého toku** $\Phi_{e\lambda}$ (a v čitateli ji bude odpovídat **spektrální hustota světelného toku** Φ_λ):

$$\boxed{K(\lambda) = \frac{\Phi_\lambda}{\Phi_{e\lambda}}}$$

Spektrální citlivost (účinnost) lidského oka

Při jejím měření se porovnává **zrakový vjem** při určité vlnové délce (**jas osvětlené plochy**) se zrakovým vjemem – s **jasem plochy osvětlené vlnovou délkou 555 nm**, při které má oko **maximální citlivost K_m** - proto je vhodné kromě této jediné absolutní hodnoty (K_m) definovat k ní vztaženou veličinu **relativní spektrální citlivost oka $V(\lambda)$:**

$$\boxed{V(\lambda) = \frac{K(\lambda)}{K_m}}$$

Relativní spektrální citlivost lidského oka

(má tedy u maxima hodnotu 1)

Citlivost oka ovšem závisí kromě vlnové délky také na receptorech na sítnici:

- čípky (6 mil.), umístěné nejvíce ve žluté skvrně, zajišťují při dostatečném osvětlení barevné **denní (fotopické) vidění**, s maximální citlivostí pro 555 nm

- pŚi sníģeném osvĦtlení hrají roli tyļinky, které jsou ve velkém poļtu (120 mil.) rozmístĦny po celé sítnici, spolu s ļípky zajiģtují **soumrakové (mezopické) vidĦní**, s maximem citlivosti posunutým ke kratģím vlnovým délkám - potlaļené vnímání ļervené barvy

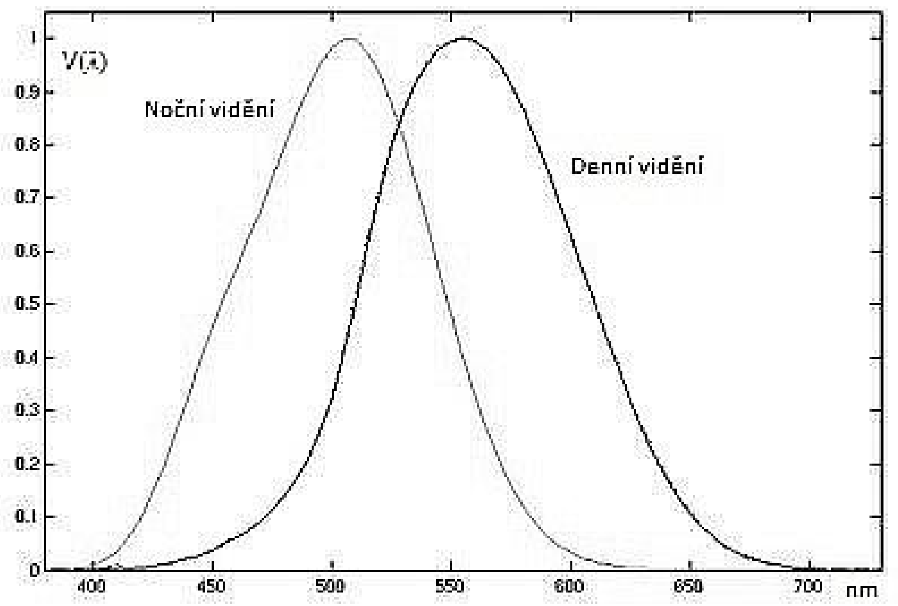
- pŚi velmi nízkém osvĦtlení zajiģŠují vidĦní pouze tyļinky ï **noļní (skotopické) vidĦní** s maximální citlivost pro 507 nm ï barvy ale nejsou rozliģovány, zrakový vjem je pouze ļernobílý

Pro fotometrické úļely se pouģívá relativní spektrální citlivost oka V(λ) pŚi **denním vidĦní**, která má smluvní prŢbĦh podle CIE (Commission Internationale de l'Eclairage, Mezinárodní komise pro osvĦtlení, 1924, 1931, 1983).

(viz obr. níģe, kde je také uvedena spektrální citlivost i pro noļní vidĦní)

Tato funkce je definovaná v intervalu (360 ï 830) nm - se zanedbatelnou chybou se vģak vĦtģinou pŚi výpoļtech pouģívá interval (**380 ï 780) nm**, protoģe vnĦ tohoto intervalu je citlivost oka menģí neģ setina procenta maximální citlivosti.

Citlivost vĦtģí neģ 1% maxima má pak oko v intervalu délky jen asi 250 nm: **(430 ï 685) nm**.



Maximální spektrální citlivosti jsou:

- pŚi denním vidĦní je K_m = 683 lm/W pŚi 555 nm
- pŚi noļním vidĦní je K_m = 1700 lm/W pŚi 507 nm

Pozn.: Hodnota maxima 683 lm/W byla zapracováno do nové definice kandely v roce 1979 (viz výģe v odstavci o fotometrických veliļinách).

Pomocí takto exaktně definované (normované) relativní spektrální citlivosti ***V(λ)*** lidského oka a maximální citlivosti ***K_m*** lze pak provádět přesný matematický přepočet radiometrických veličin na veličiny fotometrické (spektrální i celkové):

- Nejprve pomocí těchto veličin vyjádříme spektrální citlivost oka:

$$K(\lambda) = K_m \cdot V(\lambda)$$

- A potom už můžeme lehce převést (podle definice ***K(λ)***, viz výše) spektrální hustotu zářivého toku na spektrální hustotu světelného toku:

$$\Phi_\lambda = K(\lambda) \cdot \Phi_{e\lambda}$$

- Pak podle potřeby získáme celkový světelný tok jako součet či integrál této spektrální veličiny přes celý interval viditelného světla

$$\boxed{\Phi = \int_{380nm}^{780nm} K(\lambda) \cdot \Phi_{e\lambda} \cdot d\lambda = K_m \cdot \int_{380nm}^{780nm} V(\lambda) \cdot \Phi_{e\lambda} \cdot d\lambda}$$

Analogicky lze postupovat u všech dalších fotometrických veličin.

---

konec kapitoly **K. Rusňák, verze 04/2016**