

osi optycznej zachowany jest warunek stygmatyczności (brak aberracji sferycznej). Warunek ten jest spełniony w przestrzeni przyosiowej, gdyż dla małych kątów  $u$  jest  $\alpha = (n/n') u^2/u'^2 = (n/n') 1/\gamma^2$ .

Jeżeli zachowane byłyby jednocześnie warunki *Abbego* i *Herschella* wtedy stygmatycznie byłaby odwzorowana pewna przestrzeń wokół punktu  $A$ . Ponieważ  $\alpha = \beta^2 n'/n$ , to podstawiając warunki (2.115) i (2.116) musi być wtedy spełnione

$$\frac{\sin^2 \frac{u}{2}}{\sin^2 \frac{u'}{2}} = \frac{\sin^2 u}{\sin^2 u'}$$

Warunek ten jest zachowany poza przestrzenią przyosiową tylko dla  $u = \pm u'$ , wtedy z (2.115)  $\beta = \pm n/n'$  i  $\gamma = \pm 1$ . A więc stygmatycznie odwzorować można elementy przestrzeni tylko wtedy, gdy spełniony jest warunek układu idealnego (p. 2.2.4).

## 2.7. Zjawiska energetyczne. Fotometria

Dotychczasowe rozważania własności układów optycznych ograniczały się tylko do zagadnień geometrycznych. Promień wychodzący ze źródła odpowiednio odchylany przez układ optyczny zostawiał ślad w płaszczyźnie obrazu. Ale jak wiadomo z p. 1.4.2 kierunek rozchodzenia się promieni świetlnych pokrywa się z kierunkiem rozchodzenia się energii, a więc określonemu pękowi promieni w danym przedziale czasu można przyporządkować pewną porcję energii, która przeniesiona do przestrzeni obrazowej zostanie pochłonięta przez odbiornik, wywołując w nim właściwą mu reakcję. Aby jednoznacznie scharakteryzować przedmiot, jako zbiór źródeł światła, nie wystarczy podać rozmieszczenia punktów świecących, ale trzeba jeszcze określić ich moc promieniowania, charakterystykę kierunkową rozchodzenia się energii, a także jej rozkład widmowy. Z każdego punktu przedmiotu leżącego w polu widzenia układu zostanie przeniesiona do przestrzeni obrazowej pewna część energii wysyłanej przez to źródło, która ogólnie biorąc będzie funkcją parametrów układu, położenia punktu w przestrzeni oraz jego charakterystyki emisyjnej. Układ optyczny oprócz omawianego poprzednio przekształcenia geometrycznego dokonuje przekształcenia energetycznego. Schemat blokowy takiego przekształcenia pokazano na rys. 2.88. Przedmiot może być ciałem świecącym lub oświetlanym, ale to w niczym nie zmienia istoty zagadnienia, gdyż dochodzi tylko dodatkowe przekształcenie energii dokonywane przez układ oświetlający i przedmiot.



Rys. 2.88

Układ optyczny wywiera dwójaki wpływ na promieniowanie docierające do niego z przedmiotu. Po pierwsze wyznacza dla danego punktu przedmiotu stożek przenoszonego pęku promieni i jego kształt w prze-

strzeni obrazowej. Jest to dioptryjny wpływ układu, zaznaczony symbolicznie na rysunku literą  $D$ . Po drugie energia zawarta w przenoszonym stożku promieni, a więc wyznaczona na podstawie dioptryjnych własności układu, jest częściowo odbijana, pochłaniana i przepuszczana. Proporcje między tymi częściami mogą być różne dla różnych długości fali. Przykładowo w dalekim nadfiolecie i podczerwieni układ zbudowany ze szkła nie przepuści żadnej energii. Mówi się, że układ ma własności selektywnego filtra absorpcyjnego, co symbolicznie na rysunku zostało zaznaczone literą  $F$ .

Rozważania p. 2.7 dotyczyć będą tylko wpływu dioptryjnego. Ponadto zakłada się, że układ jest dostatecznie skorygowany i spełnia warunki układu doskonałego.

### 2.7.1. Radiometria i fotometria

*Radiometria* jest nauką zajmującą się pomiarami energii fal elektromagnetycznych. *Fotometria* również zajmuje się pomiarami energii fal, ale tylko w aspekcie jej wpływu na wrażenie wizualne. Fotometria jest więc częścią składową radiometrii, związaną z właściwościami oka ludzkiego.

Z uwagi na ich bardziej ogólny charakter najpierw zostaną wprowadzone pojęcia radiometrii i dopiero na ich podstawie pojęcia fotometrii. Pomija się tu zupełnie periodyczność zjawisk świetlnych, ponieważ rozważania są prowadzone tylko z dokładnością optyki geometrycznej. Zgodnie z terminologią następnego rozdziału wyprowadzone zależności są ważne tylko dla zbioru punktów świecących światłem niekoherentnym. Przy świetle koherentnym powstają zjawiska interferencji, o czym mowa w p. 3.2.

*Źródło światła* (punktowe lub element powierzchni) wysyła w określonym czasie  $t$  pewną ilość energii  $W$ , którą można mierzyć w dżulach. Pojęciem charakteryzującym chwilową emisję źródła jest *moc promieniowania*, tu nazywana strumieniem energetycznym.

*Strumieniem energetycznym*  $\Phi_e$  nazywana jest energia wypromieniania w jednostce czasu

$$\Phi_e = \frac{dW}{dt} \quad (2.117)$$

Jeżeli źródło światła można uważać za punktowe, to znaczy jeżeli rozpatrywane jest z takiej odległości, przy której wpływ jego wymiarów jest pomijalnie mały, wtedy wystarczy źródło scharakteryzować kątowym rozkładem strumienia energetycznego w przestrzeni, do czego służy pojęcie natężenia promieniowania.

*Natężeniem promieniowania*  $I_e$  źródła w danym kierunku nazywa się strumień energetyczny zawarty w jednostkowym kącie bryłowym

$$I_e = \frac{d\Phi_e}{d\omega} \quad W \cdot sr^{-1} \quad (2.118)$$

Dla źródła o skończonych wymiarach definiowane są dwa pojęcia: emitancji promienistej i luminancji energetycznej.

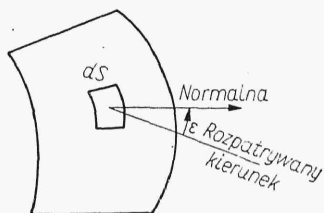
Emitancją promienistą  $M_e$  w danym punkcie powierzchni źródła światła nazywa się strumień energetyczny wysyłany przez jednostkowy element powierzchni otaczający wspomniany punkt

$$M_e = \frac{d\Phi_e}{dS} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \quad (2.119)$$

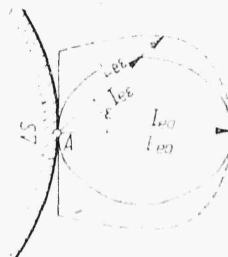
Luminancją energetyczną  $L_e$  w danym punkcie i kierunku nazywa się stosunek natężenia promieniowania do powierzchni rzutu elementu źródła na płaszczyznę prostopadłą do danego kierunku

$$L_e = \frac{dI_e}{dS \cos \varepsilon} = \frac{d\Phi_e}{d\omega dS \cos \varepsilon} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \quad (2.120)$$

Kąt  $\varepsilon$  jest zawarty między danym kierunkiem a normalną do powierzchni źródła (rys. 2.89). Emitancja daje charakterystykę powierzchniową źródła, natomiast luminancja dodatkowo określa rozkład przestrzenny energii wysyłanej z danego elementu źródła. Dla ogólnego zdefiniowania promieniowania źródła światła konieczne jest więc podanie jego luminancji, będącej funkcją położenia rozpatrywanego punktu na powierzchni źródła i jego kierunku promieniowania. Równoważnym sposobem opisanego rozkładu energii wysyłanej przez źródło jest podanie natężenia promieniowania  $I_e$  w różnych jego punktach, określonego dla stałego elementu powierzchni, przy czym wymiary elementu powinny być tak małe, aby ich wpływ był pomijalnie mały przy rozpatrywaniu danego zjawiska.



Rys. 2.89



Rys. 2.90

Na podstawie znajomości jednej z charakterystyk (luminancji lub natężenia promieniowania) można wyznaczyć parametry drugiej za pomocą zależności (2.120). Na rys. 2.90 dla przykładu naniesiono jednocześnie odpowiadające sobie krzywe natężenia promieniowania (linia ciągła) i luminancji energetycznej (linia przerywana). Obie krzywe znormowano przez  $\Delta S = 1$ , ponadto ograniczono się tu tylko do rozważań w płaszczyźnie. Różnica między krzywymi wynika z wpływu  $\cos \varepsilon$ , ponieważ zgodnie z wyrażeniem (2.120)  $L_{e\varepsilon} = \frac{I_{e\varepsilon}}{\Delta S \cos \varepsilon}$ , natomiast  $\Delta S = \text{const}$ . Dla  $\varepsilon = 0$  oczywiście  $L_{e0} = \frac{I_{e0}}{\Delta S}$ .

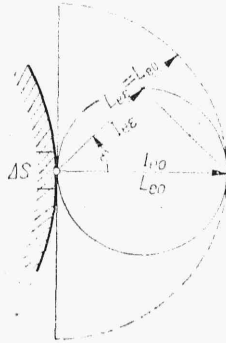
Ważnym teoretycznie przypadkiem jest źródło światła, dla którego jest spełnione  $L_e = \text{const}$ , niezależnie od rozważanego kierunku. Wtedy zgodnie z wyrażeniem (2.120) dla elementarnej powierzchni źródła  $\Delta S$

$$I_e = \int_{\Delta S} L_e \cos \varepsilon dS = L_e \cos \varepsilon \Delta S$$

Oznaczając dla  $\varepsilon = 0$   $I_e = I_{e0} = L_e \Delta S$  wtedy

$$I_e = I_{e0} \cos \varepsilon \quad (2.121)$$

A więc koniec wektora  $I_e$  jest oparty na powierzchni sferycznej o średnicy  $I_{e0}$  (rys. 2.91). Mówi się wtedy, że źródło światła promieniuje (odbija, rozprasza) zgodnie z *prawem Lamberta*. Założenie warunku (2.121),



Rys. 2.91

poza przypadkami odbić kierunkowych, czy prześwietleń z małym rozproszeniem jest najczęściej usprawiedliwione dla kątów znacznie mniejszych niż  $\pi/2$ . Przyjęcie tego warunku niezwykle upraszcza obliczenia i jest powszechnie stosowane w praktyce.

Aby scharakteryzować rozkład energii w widmie spektralnym wprowadza się pojęcia *gęstości monochromatycznych* strumienia energetycznego, natężenia promieniowania, emitancji i luminancji energetycznej, to znaczy

$$\Phi_{e,\lambda} = \frac{d\Phi_e}{d\lambda} \quad I_{e,\lambda} = \frac{dI_e}{d\lambda} \quad (2.122)$$

$$M_{e,\lambda} = \frac{dM_e}{d\lambda} \quad L_{e,\lambda} = \frac{dL_e}{d\lambda}$$

Najbardziej ogólnym pojęciem opisującym źródło światła jest monochromatyczna gęstość luminancji energetycznej, która uwzględnia kierunek promieniowania, zmiany powierzchniowe i rozkład widmowy źródła. Nie zawsze jednak jest celowe korzystanie z tak złożonego pojęcia. Na przykład jeżeli rozpatruje się zespół zjawisk dla tego samego źródła światła, odbiornika i układów o tej samej charakterystyce przepuszczalności w przedziale reakcji odbiornika, wtedy można nie uwzględniać rozkładu spektralnego energii. Jeżeli wymiary źródła są nieporównywalnie małe w stosunku do odległości na jakiej rozpatrywany jest wpływ promieniowania z tego źródła, wystarczy operować pojęciem natężenia promieniowania lub jego gęstości monochromatycznej, zaniedbując pomijalnie mały wpływ wymiarów źródła.

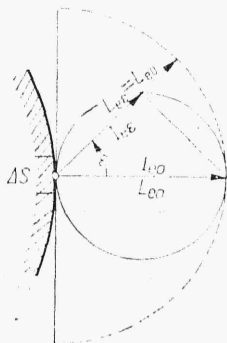
Należy przypomnieć, że pod pojęciem źródła światła rozumie się tu nie tylko ciała świecące (źródła czynne), ale także ciała przepuszczające lub odbijające światło (źródła bierne). Ilustruje to rys. 2.92.

Niech będzie źródło czynne  $AB$  (powierzchniowe), którego obrazem danym przez układ  $U$  jest  $A'B'$ . Jeżeli w płaszczyźnie  $\pi$  zostanie wstawiony

Oznaczając dla  $\varepsilon = 0$   $I_e = I_{e0} = L_e \Delta S$  wtedy

$$I_e = I_{e0} \cos \varepsilon \quad (2.121)$$

A więc koniec wektora  $I_e$  jest oparty na powierzchni sferycznej o średnicy  $I_{e0}$  (rys. 2.91). Mówi się wtedy, że źródło światła promieniuje (odbija, rozprasza) zgodnie z *prawem Lamberta*. Założenie warunku (2.121),



Rys. 2.91

poza przypadkami odbić kierunkowych, czy prześwietleń z małym rozproszeniem jest najczęściej usprawiedliwione dla kątów znacznie mniejszych niż  $\pi/2$ . Przyjęcie tego warunku niezwykle upraszcza obliczenia i jest powszechnie stosowane w praktyce.

Aby scharakteryzować rozkład energii w widmie spektralnym wprowadza się pojęcia *gęstości monochromatycznych* strumienia energetycznego, natężenia promieniowania, emitancji i luminancji energetycznej, to znaczy

$$\Phi_{e,\lambda} = \frac{d\Phi_e}{d\lambda} \quad I_{e,\lambda} = \frac{dI_e}{d\lambda} \quad (2.122)$$

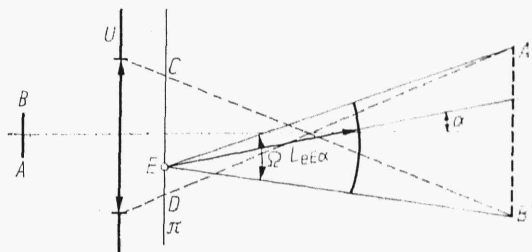
$$M_{e,\lambda} = \frac{dM_e}{d\lambda} \quad L_{e,\lambda} = \frac{dL_e}{d\lambda}$$

Najbardziej ogólnym pojęciem opisującym źródło światła jest monochromatyczna gęstość luminancji energetycznej, która uwzględnia kierunek promieniowania, zmiany powierzchniowe i rozkład widmowy źródła. Nie zawsze jednak jest celowe korzystanie z tak złożonego pojęcia. Na przykład jeżeli rozpatruje się zespół zjawisk dla tego samego źródła światła, odbiornika i układów o tej samej charakterystyce przepuszczalności w przedziale reakcji odbiornika, wtedy można nie uwzględniać rozkładu spektralnego energii. Jeżeli wymiary źródła są nieporównywalnie małe w stosunku do odległości na jakiej rozpatrywany jest wpływ promieniowania z tego źródła, wystarczy operować pojęciem natężenia promieniowania lub jego gęstości monochromatycznej, zaniedbując pomijalnie mały wpływ wymiarów źródła.

Należy przypomnieć, że pod pojęciem źródła światła rozumie się tu nie tylko ciała świecące (źródła czynne), ale także ciała przepuszczające lub odbijające światło (źródła bierne). Ilustruje to rys. 2.92.

Niech będzie źródło czynne  $AB$  (powierzchniowe), którego obrazem danym przez układ  $U$  jest  $A'B'$ . Jeżeli w płaszczyźnie  $\pi$  zostanie wstawiony

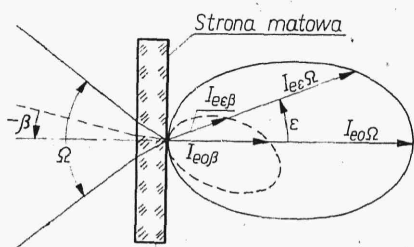
przedmiot nierozpraszający światła (np. klatka filmowa), to może być on również uważany za wtórne źródło światła. Dla średnicy układu ustalonej na rysunku z obszaru  $CD$  przedmiotu docierają promienie do całego obrazu źródła  $A'B'$ . Biorąc pod uwagę dowolny punkt  $E$  tego obszaru, można uwa-



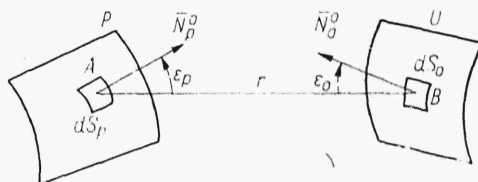
Rys. 2.92

zać, że jest on źródłem światła, dla którego luminancja poza stożkiem, którego przekrój oznaczono przez  $\Omega$ , równa jest 0. W obszarze stożka luminancja jest biorąc ogólnie funkcją charakterystyki świetlnej źródła i parametrów układu. Przykładowy rozkład luminancji energetycznej dla punktu  $E$  zaznaczono grubszą linią.

Jeżeli przedmiot rozprasza światło np. matowa płytka szkła, to do określenia go jako źródła światła konieczna jest znajomość charakterystyki tego rozproszenia, to znaczy natężenie promieniowania lub luminancji dla różnych kierunków padania promieni (szczegóły zob. [13]). Na rys. 2.93 za-



Rys. 2.93



Rys. 2.94

znaczono linią przerywaną przykładowy rozkład natężenia promieniowania  $I_{e\epsilon\beta}$  w płaszczyźnie rysunku dla elementarnego pęku nachylonego pod kątem  $\beta$ . Rozkład ten ma charakter przestrzenny i w ogólnym przypadku nie musi mieć obrotowej osi symetrii. Zależy on od rodzaju ośrodka rozpraszającego. Wtórne źródło światła określa suma natężenia promieniowania w całym kącie bryłowym padającego pęku promieni. Na rysunku oznaczono linią ciągłą przykładowe natężenie promieniowania  $I_{e\epsilon\Omega}$  dla stożka o przekroju  $\Omega$ . W analogiczny sposób można określać własności ośrodków odbijających.

Na podstawie wprowadzonych tu pojęć dla źródła światła podane zostaną obecnie pewne zależności umożliwiające uzyskanie ilościowych informacji o przepływie energii od źródła do odbiornika.

Niech w najprostszym przypadku odbiornik  $O$  (rys. 2.94) znajduje się w ustalonym położeniu względem źródła światła  $P$ , którego promieniowanie jest określone przez gęstość monochromatyczną luminancji energetycznej  $L_{e\epsilon\lambda}$ .

Jeżeli przez  $dS_p$  i  $dS_0$  będą oznaczone elementarne powierzchnie źródła światła i odbiornika, obejmujące dowolnie wybrane punkty  $A$  i  $B$ , a ponadto przez  $\vec{N}_p^0$  i  $\vec{N}_0^0$  — wersory normalne wystawione w tych punktach do powierzchni źródła i odbiornika, to gęstość monochromatyczna strumienia energetycznego wychodząca z  $dS_p$  i padająca na  $dS_0$  zgodnie z rysunkiem i wzorem (2.120) wyniesie

$$d\Phi_{e,\lambda} = L_{e,\lambda} \cos \varepsilon_p d\omega dS_p$$

gdzie  $d\omega$  — kąt bryłowy z wierzchołkiem w punkcie  $A$  wsparty na elemencie  $dS_0$ .

Ponieważ

$$d\omega = \frac{dS_0 \cos \varepsilon_0}{r^2}$$

to po podstawieniu

$$d\Phi_{e,\lambda} = L_{e,\lambda} \frac{\cos \varepsilon_0 \cos \varepsilon_p}{r^2} dS_p dS_0 \quad (2.123)$$

Zwraca się uwagę na symetrię wzoru umożliwiającą wyznaczenie strumienia energetycznego wychodzącego z elementu odbiornika  $dS_0$  i padającego na element źródła  $dS_p$ .

Natężeniem napromienienia  $E_e$  nazywa się stosunek strumienia energetycznego padającego na element powierzchni odbiornika do powierzchni tego elementu

$$E_e = \frac{d\Phi_e}{dS_0} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \quad (2.124)$$

i odpowiednio gęstość monochromatyczna natężenia napromienienia wyrażona będzie przez

$$E_{e,\lambda} = \frac{dE_e}{d\lambda} \quad (2.125)$$

wtedy zgodnie z (2.123) gęstość monochromatyczna natężenia napromienienia w punkcie  $B$  odbiornika pochodząca od elementu  $dS_p$  źródła

$$dE_{e,\lambda} = \frac{d\Phi_{e,\lambda}}{dS_0} = L_{e,\lambda} \frac{\cos \varepsilon_0 \cos \varepsilon_p}{r^2} dS_p \quad (2.126)$$

Gęstość monochromatyczna natężenia napromienienia w punkcie  $B$  pochodząca od całego źródła wyniesie

$$E_{e,\lambda} = \iint_{S_p} L_{e,\lambda} \frac{\cos \varepsilon_0 \cos \varepsilon_p}{r^2} dS_p \quad (2.127)$$

gdzie całkowanie przeprowadzone jest po całej powierzchni źródła. Wartość  $E_{e,\lambda}$  jest z reguły różną dla różnych punktów odbiornika

Aby wyznaczyć reakcję odbiornika należy rozróżnić *odbiorniki analizujące powierzchnię* (siatkówka oka, emulsja fotograficzna, fotokatoda kamery telewizyjnej) i *całkujące* (fotokomórka, fotopowielacz). W pierwszym przypadku każdy z elementów powierzchni odbiornika daje niezależną reakcję, w drugim przypadku reakcja jest wspólna dla całej powierzchni. Dla odbiornika analizującego podstawą do wyznaczenia reakcji jest wartość

natężenia napromienienia jako gęstość powierzchniowa strumienia energetycznego padającego na odbiornik i wtedy gęstość monochromatyczna gęstości powierzchniowej reakcji wyniesie

$$R_{p,\lambda} = E_{e,\lambda} i_{p,\lambda} \quad (2.123a)$$

gdzie  $i_{p,\lambda}$  — gęstość powierzchniowa widmowej czułości odbiornika wyrażona w jednostkach reakcji na  $W \cdot m^{-2} \mu m^{-1}$ .

W przypadku odbiorników całkujących należy najpierw obliczyć gęstość monochromatyczną strumienia energetycznego padającego na całą powierzchnię odbiornika  $S_0$ , to znaczy

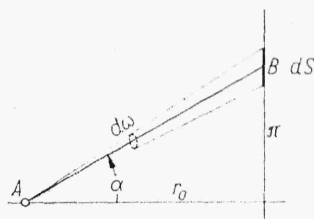
$$\Phi_{e,\lambda} = \int_{S_0} E_{e,\lambda} dS_0 = \int_{S_0} \int_{S_p} L_{e,\lambda} \frac{\cos \varepsilon_0 \cos \varepsilon_p}{r^2} dS_p dS_0 \quad (2.129)$$

gdzie dla uproszczenia zapisu podwójne całki zastąpiono pojedynczymi. Gęstość monochromatyczna reakcji odbiornika wynosi

$$R_\lambda = \Phi_{e,\lambda} i_\lambda \quad (2.128b)$$

gdzie:

$i$  — widmowa czułość odbiornika wyrażona podobnie jak  $i_{p,\lambda}$  w jednostkach reakcji odbiornika, ale na  $W \cdot \mu m^{-1}$  (np. dla fotokomórki w  $A \cdot W^{-1} \mu m$ ).



Rys. 2.95

W celu wyznaczenia pełnej reakcji w obydwóch przypadkach należy wykonać całkowanie po całym obszarze widma. Np. dla odbiornika typu całkującego będzie

$$R = \int_0^\infty R_\lambda d\lambda = \int_0^\infty \int_{S_0} \int_{S_p} L_{e,\lambda} i_\lambda \frac{\cos \varepsilon_0 \cos \varepsilon_p}{r^2} dS_p dS_0 d\lambda \quad (2.130)$$

Dla źródła punktowego scharakteryzowanego przez natężenie promieniowania  $I_\alpha$  (rys. 2.95) natężenie napromienienia w dowolnym punkcie B płaszczyzny  $\pi$  zgodnie z wyrażeniami (2.124) i (2.118) wyniesie:

$$E_e = \frac{d\Phi_e}{dS} = \frac{I_e d\omega}{dS}$$

gdzie:

$d\Phi_e$  — strumień padający na powierzchnię  $dS$  płaszczyzny,

$d\omega$  — kąt bryłowy mierzony z punktu A obejmujący powierzchnię  $dS$ .  
Ponieważ

$$d\omega = \frac{dS \cos \alpha}{\left(\frac{r_0}{\cos \alpha}\right)^2} = \frac{dS \cos^3 \alpha}{r_0^2}$$



to po podstawieniu ostatecznie będzie

$$E_e = \frac{I_e}{r_0^2} \cos^3 \alpha \quad (2.131)$$

Przez dodanie indeksu  $\lambda$  otrzymuje się zależność dla gęstości monochromatycznych, co może być podstawą do obliczeń reakcji odbiornika umieszczonego w płaszczyźnie  $\pi$ .

Jeżeli między odbiornikiem a źródłem światła znajduje się ośrodek o pewnym pochłanianiu w obszarze znaczących wartości iloczynu  $L_e, \lambda i_\lambda$ , wtedy należy jeszcze uwzględnić *współczynnik przepuszczania ośrodka*  $\tau_\lambda$ , którego wartość jest zależna od długości fali. Takimi ośrodkami są m. in. szkło i powietrze, które zwłaszcza w obszarze nadfioletu i podczerwieni mają przedziały widma, które są szczególnie intensywnie pochłaniane [5], [6].

Obliczanie całki (2.130), nawet w prostych przypadkach jest pracochłonne, gdyż poza źródłem światła monochromatycznego rozkład spektralny energii wypromieniowanej i czułości widma odbiornika w sposób złożony zależą od długości fali. Całkowanie musi być więc prowadzone metodami przybliżonymi. Z konieczności wprowadza się pewne założenia upraszczające dla kształtów źródła i odbiornika. Poza tym, jeżeli wyznaczana jest reakcja dla pewnego ustalonego typu źródła i odbiornika, to różnice parametrów między poszczególnymi egzemplarzami tego samego typu mogą być dosyć znaczne. Z tych powodów obliczenia reakcji należy najczęściej uważać za szacunkowe, wskazujące tylko rząd jej wartości. W związku z tym godne polecenia jest wyznaczanie reakcji metodą eksperymentalną przez zestawienie projektowanego układu, oczywiście jeżeli tylko jest to możliwe.

W przypadku, gdy do pewnego zespołu zagadnień stosowany jest tylko jeden typ odbiornika o znanej gęstości monochromatycznej reakcji  $i_\lambda$  lub  $i_{p,\lambda}$ , to w celu uproszczenia obliczeń wygodnie jest wprowadzić pojęcia, które już uwzględniałyby widmowe własności odbiornika i dla których uniknęłoby się potem przy wyznaczaniu reakcji całkowania po całym widmie. Wiele przyrządów optycznych przeznaczonych jest tylko do obserwacji wizualnej, zagadnienia oświetlenia i sygnalizacji również związane są z człowiekiem i dlatego korzystne jest wprowadzenie nowych jednostek uwzględniających własności spektralne oka. Dział pomiarów energetycznych opartych na tych własnościach nazywa się, jak już wspomniano, *fotometrią*. Do wprowadzenia nowych pojęć nie jest konieczna znajomość gęstości monochromatycznej reakcji, a tylko jej wartość względna  $V_\lambda = \frac{i_{p,\lambda}}{i_{p,\lambda \max}}$

dla oka, zwana *względną skutecznością świetlną promieniowania monochromatycznego*. Przez  $i_{p,\lambda \max}$  oznaczono maksymalną wartość gęstości monochromatycznej reakcji dla całego widma.

*Strumieniem świetlnym* (odpowiednik strumienia energetycznego) nazywa się

$$\Phi = K_m \int_{380 \text{ nm}}^{760 \text{ nm}} \Phi_{e,\lambda} V_\lambda d\lambda \quad (2.132)$$

gdzie  $K_m$  — fotometryczny równoważnik promieniowania zależny od przyjętego wzoru fotometrycznego.

Jednostką strumienia jest *lumen* (lm), który jest pochodną jednostką kandel (jednostka światłości), na której oparty jest wzorec jednostek fotometrycznych.

*Światłością I* punktowego źródła światła w danym kierunku jest strumień świetlny zawarty w jednostkowym kącie bryłowym

$$I = \frac{d\Phi}{d\omega} \quad (2.133)$$

Jednostką światłości jest *kandela* (cd). Za wzorec jej przyjęto światłość ciała doskonale czarnego o powierzchni  $(1/6) 10^{-5} \text{ m}^2$  promieniującego w kierunku prostopadłym do swej powierzchni w temperaturze krzepnięcia platyny pod ciśnieniem  $101\,325 \text{ N/m}^2$  (jednej atmosfery fizycznej). Dla tak dobranego wzorca  $K_m = 680 \text{ lm/W}$ . W laboratorium urzędów miar na podstawie wspomnianej definicji zbudowano wzorce, umożliwiające wzorcowanie przyrządów pomiarowych. Zgodnie z wzorem (2.133)

$$1 \text{ lm} = 1 \text{ cd} \cdot 1 \text{ sr}$$

*Emitancją świetlną M* danego elementu powierzchni świecącej jest stosunek strumienia świetlnego wypromieniowanego z danego elementu do jego pola

$$M = \frac{d\Phi}{dS} \text{ lm} \cdot \text{m}^{-2} \quad (2.134)$$

*Luminancją L* danego elementu powierzchni świecącej w danym kierunku nazywa się stosunek światłości do pola powierzchni rzutu tego elementu na płaszczyznę prostopadłą do danego kierunku

$$L = \frac{dI}{dS \cos \varepsilon} = \frac{d\Phi}{d\omega dS \cos \varepsilon} \quad (2.135)$$

**Tabela 2.4. Zestawienie pojęć radiometrycznych i fotometrycznych**

Źródło światła i odbiornik	Strumień energetyczny	Strumień świetlny
	$\Phi_e = \frac{dW}{dt} \text{ W}$	$\Phi = K_m \int_{380 \text{ nm}}^{760 \text{ nm}} \Phi_{e,\lambda} V_\lambda d\lambda \text{ lm} = \text{cd} \cdot \text{sr}$
Źródło światła	Natężenie promieniowania	Światłość
	$I_e = \frac{d\Phi_e}{d\omega} \text{ W} \cdot \text{sr}^{-1}$	$I = \frac{d\Phi}{d\omega} \text{ cd}$
	Emitancja energetyczna	Emitancja świetlna
Odbiornik	$M_e = \frac{d\Phi_e}{dS} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$	$M = \frac{d\Phi}{dS} \text{ lm} \cdot \text{m}^{-2} = \text{cd} \cdot \text{sr} \cdot \text{m}^{-2}$
	Luminancja energetyczna	Luminancja
	$L_e = \frac{dI_e}{dS \cos \varepsilon} = \frac{d\Phi_e}{d\omega dS \cos \varepsilon} \text{ W} \cdot \text{sr}^{-1} \text{m}^{-2}$	$L = \frac{dI}{dS \cos \varepsilon} = \frac{d\Phi}{d\omega dS \cos \varepsilon} \text{ nt} = \text{cd m}^{-2}$
Odbiornik	Natężenie napromienienia	Natężenie oświetlenia
	$E_e = \frac{d\Phi_e}{dS_0} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$	$E = \frac{d\Phi}{dS_0} \text{ lx} = \text{cd} \cdot \text{sr} \cdot \text{m}^{-2}$

Jednostkami luminancji są: *nit* (nt) =  $\text{cd} \cdot \text{m}^{-2}$  i *stilb* (sb) =  $\text{cd} \cdot \text{cm}^{-2}$ . Stąd  $1 \text{ sb} = 10^4 \text{ nt}$ .

Natężeniem oświetlenia  $E$  elementu powierzchni naświetlonej nazywany jest stosunek strumienia świetlnego padającego na ten element do jego powierzchni

$$E = \frac{d\Phi}{dS} \quad (2.136)$$

Jednostką natężenia jest *luks* ( $1 \text{ lx} = 1 \text{ lm} \cdot 1 \text{ m}^{-2}$ ).

W tabl. 2.4 zestawiono odpowiadające sobie radiometryczne i fotometryczne pojęcia, przy czym pominięto ich gęstości monochromatyczne będące pochodnymi omawianych wielkości.

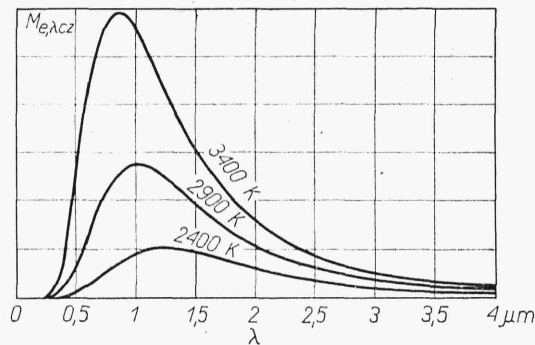
### 2.7.2. Źródła światła

Najbardziej powszechnym czynnym źródłem światła jest termicznie wzbudzone ciało stałe, na przykład żarówka elektryczna dla którego rozkład spektralny jest ciągły i zbliżony kształtem do promieniowania *ciała czarnego*. Przez ciało czarne rozumie się ciało całkowicie pochłaniające padającą nań energię, niezależnie od długości fali i kierunku padania. Jego gęstość monochromatyczna emitancji energetycznej jest funkcją temperatury danego ciała  $T(\text{K})$  oraz długości fali  $\lambda$  i ujęta jest prawem *Plancka*

$$M_{e,\lambda cz} = \frac{c_1}{\lambda^5} \left[ \exp\left(\frac{c_2}{\lambda T}\right) - 1 \right]^{-1} \quad (2.137)$$

gdzie stałe  $c_1 = 3,7350 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \mu\text{m}^4$ ;  $c_2 = 14\,380 \mu\text{m} \cdot \text{K}$ .

Na rys. 2.96 zilustrowano zależność (2.137) dla trzech różnych temperatur. Im temperatura ciała jest wyższa, tym wyższa jest moc wypromienio-



Rys. 2.96

wywana przez ciało czarne ( $M_{ecz} = \int_0^{\infty} M_{e,\lambda cz} d\lambda = \sigma T^4$  — prawo *Stefana-Boltzmana*) i tym obszar maksymalnej gęstości monochromatycznej emitancji przesuwają się w stronę fal krótszych (*prawo przesunięcia Wiena*, wynikające z równania  $\frac{\partial M_{e,\lambda cz}}{\partial \lambda} = 0$ , skąd  $T\lambda_{max} = 2896 \mu\text{m} \cdot \text{K}$ ).