

doi:10.15199/48.2017.09.16

## Metoda modelowania elementu optycznego współpracującego z emiterem LED i wydzielonym luminoforem

**Streszczenie.** Geometria profilu toru optycznego wykonanego z jednorodnego materiału o znanym współczynniku załamania determinuje sprawność sprzężenia ze źródłem, które emituje promieniowanie w sposób zbliżony do rozkładu lambertowskiego. Analiza numeryczna dotyczy zarówno oszacowania sprawności układu świetlny-optycznego jak też kształtowania się rozkładu strumienia świetlnego na etapie formowania wiązki w torze optycznym. W oparciu o model matematyczny i symulacyjny przedstawiono kilka rozwiązań geometrycznych przewodniczących współpracujących z emiterem półprzewodnikowym i luminoforem. Celem prowadzonej analizy jest opracowanie takiej konstrukcji optycznej, która pozwoli na ukształtowanie wiązki świetlnej o równomiernym rozkładzie luminancji na wyjściowej powierzchni układu optycznego oświetlającego wydzielony luminofor.

**Abstract.** The geometry, of optical path made of homogeneous material, which refractive index is known, determines coupling efficiency with source, emitting radiation which distribution is close to lambertian. Numerical analysis focuses on optical system efficiency estimation as well as on illuminance distribution formation while forming the bundle within the optical path. Basing on the numerical and mathematical model, few geometrical optical fences solutions were presented, which cooperate with semiconductor emitter and phosphor. The goal of the analysis of optical system is designed, which allow to form a uniform luminance distribution on exit surface of optical system illuminated the phosphor. (**The method of modeling optical element cooperating with LED emitter and separate phosphor**).

**Słowa kluczowe:** przewodnica optyczna, luminofor, dioda LED, światłowód  
**Keywords:** optical guide, phosphor, LED, optical fiber

### Wstęp

Luminofory fosforowe oparte na kryształach YAG-u domieszkowane cerem i europem są pobudzone promieniowaniem o barwie niebieskiej. Zakres absorpcji waha się od 360nm do 480nm [1]. Najbardziej optymalnym zakresem pracy luminoforu jest środkowa część pasma absorpcji, ze względu na wysoką skuteczność konwersji oraz wysoki współczynnik oddawania barw ( $R_a > 80$ ). Praca materiału luminescencyjnego w przesuniętych pasmach absorpcji światła skutkuje modyfikacją parametrów światła wynikowego takich jak temperatura barwowa najbliższa, sprawność konwersji czy współczynnik oddawania barw.

Sterowanie poziomem luminescencji wymaga układu naświetlającego, który współpracując z kilkoma emiterami półprzewodnikowymi, koncentruje promieniowanie na luminoforze z możliwie równomiernym rozkładem natężenia napromienienia na całej powierzchni absorpcyjnej. Zmiana charakteru widma wymuszającego realizowana jest poprzez sterowanie wartością prądu zasilającego poszczególne źródła półprzewodnikowe LED, które wypełniają pasmo charakterystyki spektralnej od UV do 500nm [2].

Zaprojektowanie pojedynczego elementu optycznego pozwalającego na sprzężenie półprzewodnikowego źródła światła z torem optycznym wymaga modyfikacji jego geometrii wejściowej w taki sposób, aby możliwie cały strumień świetlny został efektywnie wprowadzony do przewodnicy optycznej (światłowodu).

### Koncepcja układu świetlny-optycznego

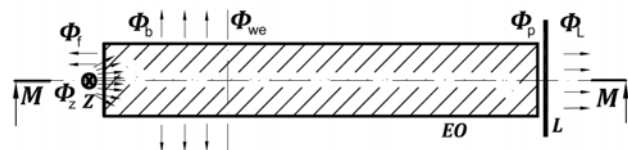
Założono, że usytuowanie źródła półprzewodnikowego współpracującego z elementem optycznym (EO) będzie możliwie blisko powierzchni wejściowej (uwzględniając rzeczywiste wymiary elementów). Taka konfiguracja geometryczna (rys.1), pozwoli na sprzężenie większości strumienia świetlnego emitera z torem optycznym wykonanym z materiału optycznego o współczynniku załamania ośrodka  $n_1$  = 1,49 dla 470nm ( $n_1 > n_0$ ), pozwalając na oświetlenie powierzchni luminescencyjnej [3]. Bilans strumienia świetlnego układu wyrażono zależnością (1).

$$(1) \quad \begin{cases} \phi_z = \phi_f + \phi_b + \phi_{we} \\ \phi_p = \phi_{we} \exp(-\alpha_w B^*) \end{cases}$$

gdzie:  $\Phi_z$  – strumień świetlny źródła docierający do czoła przewodnicy optycznej,  $\Phi_f$  – strumień świetlny odbity,  $\Phi_b$  – strumień świetlny emitowany z powierzchni bocznej  $\Phi_{we}$  – wejściowy strumień świetlny propagujący w przewodnicy optycznej,  $\Phi_p$  – strumień świetlny wyjściowy,  $\alpha_w$  – absorpcja właściwa materiału,  $B^*$  – względna długość drogi optycznej

W obliczeniach sprawności sprzężenia przyjęto następujące założenia:

- źródło Z jest nieskończenie małą powierzchnią o rozsyłce lambertowskiej [4, 5],
- układ jest obrotowo symetryczny,
- absorpcja właściwa materiału toru optycznego nie jest uwzględniona ( $\alpha_w = 0$ ),
- strumień świetlny propagujący się w gęstszym ośrodku ulega wielokrotnym odbiciom [3], przy spełnieniu prawa całkowitego wewnętrznego odbicia ( $\rho = 1$ ) [3, 4],
- współczynnik załamania  $n_1$  jest jednorodny dla całej przewodnicy optycznej - brak lokalnych zagęszczeń materiału,
- strumień świetlny boczny nie jest uwzględniany ( $\Phi_b = 0$ ).



Rys.1. Schemat blokowy bilansu strumienia świetlnego w badanym układzie świetlny-optycznym

gdzie: Z – źródło światła, EO – element optyczny, L – Luminofor,  $\Phi_L$  – strumień świetlny fotoluminescencji wymuszony strumieniem świetlnym (promieniowaniem)  $\Phi_p$ , M-M – przekrój wzdłużny przewodnicy optycznej

Całkowita sprawność układu  $\eta_s$  zależna jest od wartości współczynnika załamania ośrodka  $n_1$  w którym propaguje się analizowana wiązka świetlna. Niewielka część promieniowania zostanie stracona w wyniku odbicia Fresnela od wejściowej powierzchni czoła toru optycznego. Na pozostałych odcinkach przewodnicy optycznej promieniowanie widzialne wydostaje się poza obszar

plaszczka ze względu na przekroczenie kąta granicznego, wynoszącego w analizowanym przypadku  $gr = 41,9^\circ$  (gdy  $n_1 = 1,49$ ) [6, 7]. Dalsze analizy matematyczne dotyczą promieni osiowych poruszających się w przekroju wzdłużnym układu światło-optycznego.

### Model matematyczny – układu przewodnicy optycznej o płaskiej powierzchni czoła wejściowego

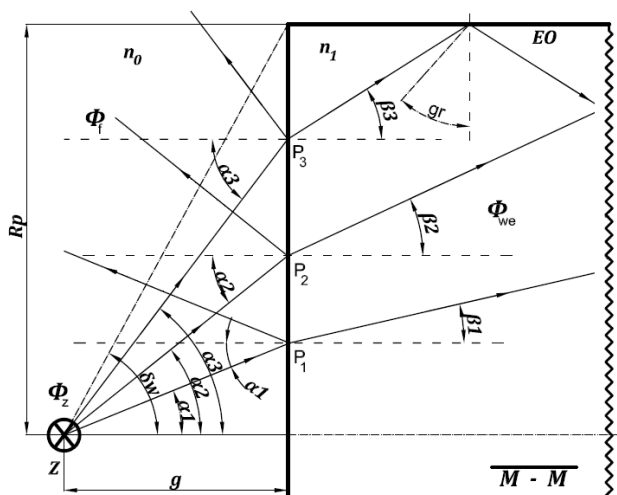
Sprawność wejściowa sprzężenia układu optycznego składającego się ze źródła o rozsyłu lambertowskim z torem optycznym wykonanym z materiału o współczynniku załamania  $n_1$  jest stosunkiem strumienia propagującego w elemencie optycznym  $\Phi_{we}$  do strumienia świetlnego emitowanego ze źródła promieniowania  $\Phi_z$ :

$$(2) \quad \mu_s = \frac{\Phi_{we}}{\Phi_z}$$

Strumień świetlny „uwięziony” w torze optycznym jest pomniejszony o strumień odbity od płaszczyzny wejściowej na granicy ośrodków optycznych w wyniku zjawiska Fresnela:

$$(3) \quad \Phi_{we} = \Phi_z - \Phi_f$$

Wartość współczynnika odbicia powiązana jest z wartością kąta  $\alpha$  pod jakim pada promieniowanie ze źródła Z oraz stałą wartością współczynnika załamania  $n_1$  materiału optycznego (rys.2).



Rys.2. Ilustracja biegu promieni świetlnych w obszarze sprzężenia źródła z płaską powierzchnią czoła przewodnicy optycznej gdzie: Z – źródło lambertowskie, EO – element optyczny,  $\Phi_z$  – strumień świetlny źródła docierający do przewodnicy optycznej,  $\Phi_f$  – strumień świetlny odbity,  $\Phi_{we}$  – wejściowy strumień świetlny,  $n_1$  – współczynnik załamania,  $gr$  – kąt graniczny dla którego zachodzi całkowite wewnętrzne odbicie,  $R_p$  – promień światłowodu,  $g$  – odległość źródła od powierzchni EO wzdłuż osi symetrii układu,  $\delta_w$  – kąt apertury numerycznej przewodnicy optycznej

Wyznaczona wartość współczynnika odbicia Fresnela  $\rho_f$  elementarnego strumienia świetlnego, w zależności od kąta padania  $\alpha$  względem normalnej do materiału optycznego, opisano zależnością (4) [4, 8].

$$(4) \quad \begin{cases} \rho_f(\alpha) = \frac{1}{2} \left( \frac{\sin^2(\alpha - \beta)}{\sin^2(\alpha + \beta)} + \frac{\tan^2(\alpha - \beta)}{\tan^2(\alpha + \beta)} \right) \text{ dla } \alpha > 0 \\ \rho_f(0) = \left( \frac{n_1 - 1}{n_1 + 1} \right)^2 \text{ dla } \alpha = 0 \\ \beta(\alpha) = \arcsin \left[ \frac{\sin(\alpha) \cdot n_0}{n_1} \right] \end{cases}$$

Strumień świetlny wnikający do toru optycznego  $\Phi_{we}$  ulega nieznacznemu odbiciu na granicy różnych materiałów optycznych (wzór 5). Dokładność obliczeń numerycznych determinuje wartość założonego kroku w kolejnych iteracjach wyznaczania wartości całki (5).

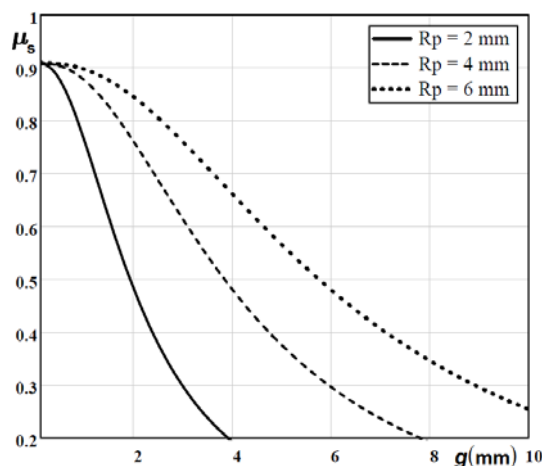
W analizowanym przypadku obliczone całkowite straty strumienia świetlnego traczonego na odbiciu od powierzchni płaskiej (rys.3 i rys.4) wynoszą około 10%, jednak poprzez zmianę geometrii profilu wejściowego możliwe jest znaczne zniwelowanie odbić fresnelowskich, szczególnie dla większych kątów padania  $\alpha$ , gdzie wartość współczynnika odbicia  $\rho_f$  wzrasta.

$$(5) \quad \phi_{we} = 2\pi \int_0^{\delta_w} [1 - \rho_f(\alpha)] \cos(\alpha) \sin(\alpha) d\alpha$$

Skoro oczekuje się uzyskania jak największego poziomu luminescencji luminoforu, wywołanej zakładanym rozkładem natężenia napromienienia, konieczna jest analiza sprawności toru optycznego  $\eta_s$ , którą można opisać zależnością:

$$(6) \quad \eta_s = \frac{\phi_p}{\phi_{we}} = \frac{\phi_p}{\phi_z - \phi_f}$$

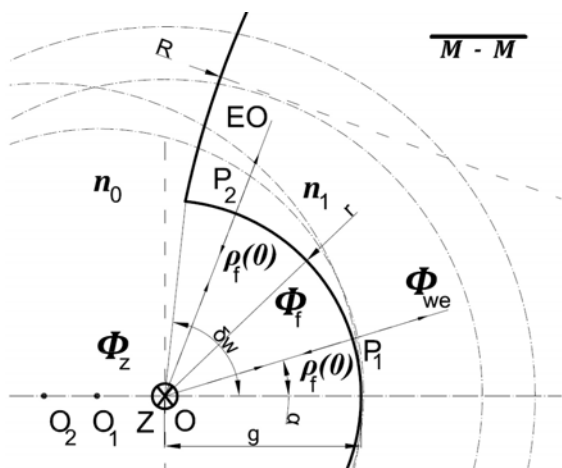
Założenie dotyczące nieuwzględniania strumienia bocznego  $\Phi_b$  jest właściwe tylko w sytuacji, gdy ukształtowane będzie czoło wejściowe toru optycznego poprzez profil sferyczny lub walcowy. Wówczas udział światła "wyciekającego" boczną powierzchnią toru optycznego jest mniejszy niż 1% strumienia emitera LED.



Rys.3. Rodzina charakterystyk sprawności sprzężenia  $\mu_s$  w zależności od odległości źródła Z od czoła wejściowego dla różnych średnic odcinka światłowodowego ( $2R_p$ ) wyznaczona przy wykorzystaniu modelu matematycznego

### Model matematyczny układu światło-optycznego o profilu sferycznym

Wykonanie profilu poprzez wycięcie sferyczne (rys.4), pozwala na wprowadzenie wszystkich elementarnych promieni świetlnych prostopadle do powierzchni padania, co daje najmniejszy z możliwych do uzyskania współczynnik odbicia Fresnela  $\rho_f$  (zależny od kąta padania  $\alpha$  - wzrasta wykładniczo dla większych kątów). Nie wszystkie wprowadzone w ten sposób promienie świetlne spełniają warunek całkowitego wewnętrznego odbicia, zatem zastosowano krzywiznę zewnętrzną R, powodując, że promienie świetlne na granicy ośrodków optycznych mają większe kąty padania  $\alpha$  (styczna do profilu sfery), dzięki czemu zapobiega się emisji strumienia powierzchnią boczną.



Rys.4. Profil geometryczny czoła wejściowego przewodnicy optycznej o wycięciu sferycznym  
gdzie:  $\delta_w$  – kąt apertury światłowodu,  $r$  – promień krzywizny wewnętrznej wycinka sfery,  $R$  – krzywizna profilu zewnętrznego przewodnicy,  $g$  – odległość źródła od powierzchni EO wzdłuż osi symetrii układu,  $O_{1,2}$  – punkty przesunięcia środka sfery wycinającej

Strumień świetlny źródła Z znajdującego się w punkcie środka sfery  $O$  ( $g = r$ ) padający na materiał światłowodu jest zawarty tylko w przedziale kąta  $\delta_w$ , opisanego zależnością:

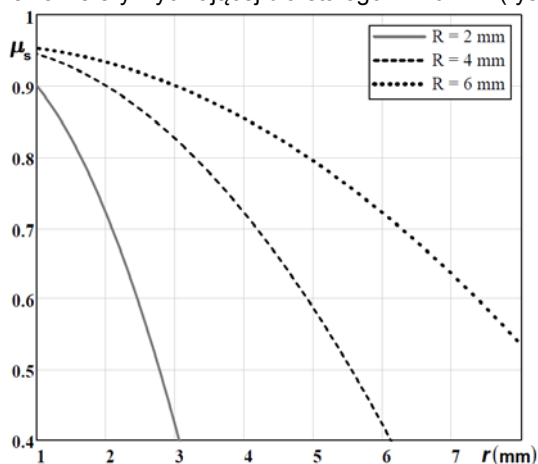
$$(7) \quad \delta_w = \frac{\pi}{2} - \arcsin\left(\frac{r}{2R}\right)$$

Współczynnik odbicia Fresnela  $\rho_f$  jest stały, ponieważ kąt padania zawsze równy jest  $0^\circ$  (zarówno w punkcie  $P_1$  oraz  $P_2$ ), a jego wartość jest najmniejsza pod warunkiem, że źródło znajduje się w środku sfery o promieniu  $r$ . Strumień świetlny propagujący się w układzie optycznym z wycięciem w kształcie sfery można opisać wzorem:

$$(8) \quad \phi_{we} = \pi I_0 \left[ 1 - \rho_f(0) \right] \int_0^{\delta_w} \cos(\alpha) \sin(\alpha) d\alpha$$

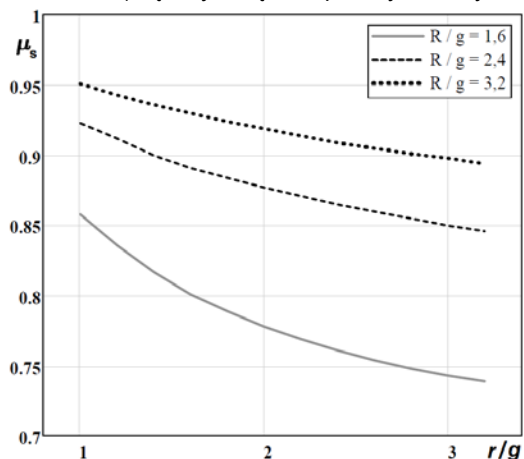
Taki układ zapewnia dużą wydajność świetlną, wartość całkowita strumienia świetlnego odbitego jest równa ok 4% dla materiału o współczynniku załamania ( $n_1 = 1,49$ ). Parametry geometryczne  $r$  oraz  $R$  wpływają tylko na kąt apertury numerycznej światłowodu  $\delta_w$ .

Sprawność układu świetlny-optycznego o takim profilu wejściowym czoła przewodnicy optycznej zależna jest od promienia  $r$  sfery wycinającej dla stałego  $R = 6$  mm (rys.5).



Rys.5. Rodzina charakterystyk sprawności sprzężenia w zależności od promienia sfery wewnętrznej  $r$  dla różnych wartości krzywizn  $R$  profilu sferycznego wyznaczona przy wykorzystaniu modelu matematycznego (zmienna odległość  $g = r$ )

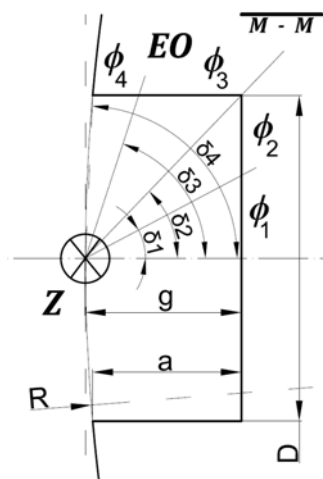
Wycięcie profilu wejściowego czoła przewodnicy optycznej można zrealizować również poprzez utrzymywanie stałej głębokości  $g$ , zwiększając promień sfery  $r$  przesunięciu ulega jej środek oddalając się od punktu źródła ( $O \rightarrow O_1 \rightarrow O_2$ ). Takie rozwiązanie znacząco ogranicza kąt apertury wejściowej  $\delta_w$ , który zależy od parametru  $r$ . Źródło Z wysyła strumień świetlny względem normalnej materiału EO pod kątem padania większym od  $0^\circ$  zależnym od wielkości sfery  $r$ . Wyniki przedstawione na charakterystyce (rys.6) obrazują, że większe straty związane z odbiciem od powierzchni czoła przewodnicy rekompensowane są większym strumieniem docierającym do światłowodu (większym kątem apertury numerycznej).



Rys.6. Rodzina wyznaczonych numerycznie charakterystyk sprawności sprzężenia w zależności od promienia sfery wewnętrznej  $r$  przy zachowaniu stałej odległości  $g$  uwzględniając przypadki różnych krzywizn zewnętrznych  $R$  profilu sferycznego

### Model matematyczny układu optycznego o profilu walcowym

Osiągnięcie wysokiej sprawności sprzężenia toru transmisyjnego ze źródłem światła jest możliwe poprzez zastosowanie takiego kształtu geometrycznego powierzchni wejściowej aby odzyskać strumień świetlny z odbicia wtórnego elementarnych promieni świetlnych.



Rys.7. Profil geometryczny czoła wejściowego przewodnicy optycznej o wycięciu walcowym wraz z założonym podziałem kątów strefowych

gdzie:  $D$  – średnica profilu walca wycinającego,  $a$  – głębokość wprowadzenia profilu walcowego,  $\delta_1 - \delta_2 - \delta_3 - \delta_4$  – kąty strefowe,  $g$  – odległość źródła od powierzchni EO wzdłuż osi symetrii układu

Układ geometryczny (rys.7) z wycięciem w kształcie walca o głębokości  $a$  i średnicy  $D$ , pozwala na dwukrotne wykorzystanie strumienia odbitego oraz ponowne wprowadzenie go do toru optycznego.

Model matematyczny analizowanego układu został zrealizowany poprzez podział kątowy strumienia świetlnego emitowanego ze źródła o nieskończenie małej powierzchni i rozsyłu lambertowskim. Strumień świetlny  $\Phi_{we}$  wnikający do prowadnicy optycznej jest sumą strumieni świetlnych założonych z poszczególnych stref odpowiadających kątom strefowym -  $\delta_1, \delta_2, \delta_3, \delta_4$ :

$$(9) \quad \phi_{we} = \phi_1 + \phi_2 + \phi_3 + \phi_4$$

gdzie:  $\phi_1$  - strumień świetlny emitowany w przedziale kątowym  $(0 - \delta_1)$ ,  $\phi_2$  - strumień świetlny emitowany w przedziale kątowym  $(\delta_1 - \delta_2)$ ,  $\phi_3$  - strumień świetlny w przedziale kątowym  $(\delta_2 - \delta_3)$ ,  $\phi_4$  - strumień świetlny emitowany w przedziale  $(\delta_3 - \delta_4)$ .

Wyznaczanie przedziałów kątowych poszczególnych stref ( $\delta_1 - \delta_2 - \delta_3 - \delta_4$ ) sprowadza się do zależności geometrycznych (11) określonych parametrami wymiarów  $g, D, R$ , oraz  $a$  wyznaczonego we wzoru (10).

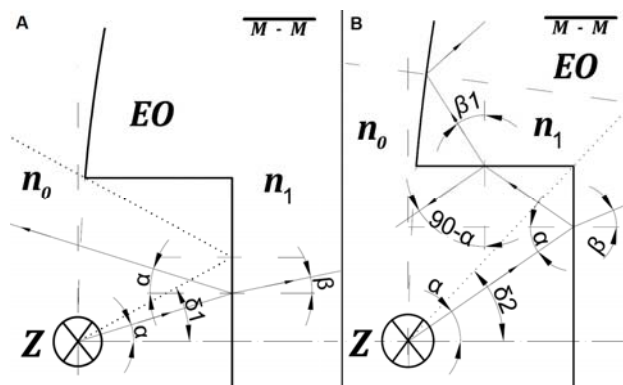
$$(10) \quad a = g - \left( R - \sqrt{R^2 - \left(\frac{D}{2}\right)^2} \right)$$

$$(11) \quad \delta_1 = \arctg\left(\frac{D}{2(g+a)}\right) \quad \delta_2 = \arctg\left(\frac{D}{2g}\right)$$

$$\delta_3 = \arctg\left(\frac{3D}{2g}\right) \quad \delta_4 = \frac{\pi}{2} - \arctg\left(\frac{a}{2D}\right)$$

W przedziale kątowym  $\alpha$  od  $0$  do  $\delta_1$  nie zachodzi żadne odbicie wtórne (rys.8A), a strumień świetlny  $\phi_1$  przenikający do materiału o gęstszym ośrodku opisuje relacja matematyczna:

$$(12) \quad \phi_1 = 2\pi I_0 \int_0^{\delta_1} \cos(\alpha) [1 - \rho_f(\alpha)] \sin(\alpha) d\alpha$$



Rys.8. Ilustracja biegu promieni świetlnych w obszarze sprzężenia dla przedziału kąta  $\alpha$  od  $0$  do  $\delta_2$  (walcowy profil czoła prowadnicy)

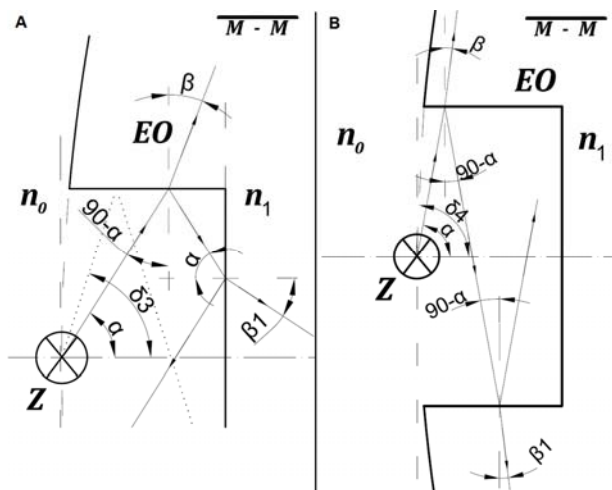
W następnej strefie kątowej  $\alpha$  od  $\delta_1$  do  $\delta_2$ , w układzie geometrycznym zachodzi odbicie dwukrotne, czego efektem jest znaczące zwiększanie ilości strumienia świetlnego  $\phi_2$  przechodzącego do materiału optycznego można wyznaczyć równaniem całkowym:

$$(13) \quad \phi_2 = 2\pi I_0 \int_{\delta_1}^{\delta_2} \cos(\alpha) \left[ 1 - \rho_f(\alpha) \cdot \rho_f\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right) \right] \sin(\alpha) d\alpha$$

Odbicie pierwsze jest pod kątem  $\alpha$  zaś wtórne pod kątem  $(90^\circ - \alpha)$  do normalnej materiału  $EO$ , wynika to z własności geometrycznych prostokątnych płaszczyzn obszaru wejściowego prowadnicy optycznej (rys.8B).

W zakresie kątowym  $\alpha$  od  $\delta_2$  do  $\delta_3$  zachodzą również odbicia wtórne elementarnego strumienia świetlnego analogicznie do poprzedniego przypadku (rys.9A). Strumień świetlny  $\phi_3$  ograniczony tym przedziałem uwzględniający właściwości geometryczne odbiciowe dwóch płaszczyzn prostokątnych do siebie wyraża zależność:

$$(14) \quad \phi_3 = 2\pi I_0 \int_{\delta_2}^{\delta_3} \cos(\alpha) \left[ 1 - \rho_f\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right) \cdot \rho_f(\alpha) \right] \sin(\alpha) d\alpha$$



Rys.9. Ilustracja biegu promieni świetlnych w obszarze sprzężenia dla przedziału kąta  $\alpha$  od  $\delta_2$  do  $\delta_4$  (walcowy profil czoła prowadnicy)

Ostatni przypadek (rys.9B) odzwierciedla odbicie między dwiema równoległymi płaszczyznami materiału toru optycznego. Z czego pierwsze odbicie jak i drugie będzie występowało pod kątem  $(90^\circ - \alpha)$  względem stycznej materiału. Kąt  $\delta_4$  jest nieznanie mniejszy od  $90^\circ$ , ponieważ wycięcie  $g$  walca w sferze spowodowało zmniejszenie długości  $g$  materiału optycznego do wartości  $a$ .

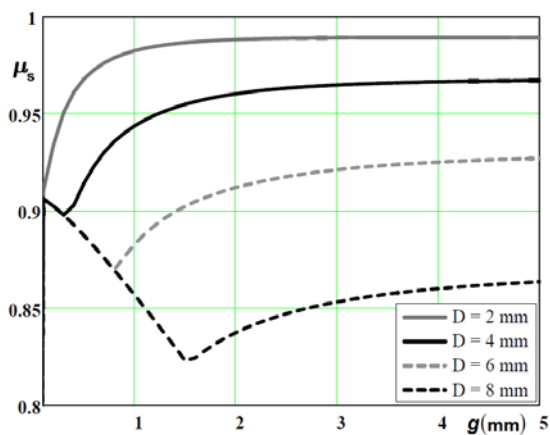
Strumień świetlny padający poza obszarem nigdy nie przenikanie do materiału i jest uznany za tracony. Wnikający strumień świetlny w przedziale kąta  $\alpha$  do  $\delta_3$  do  $\delta_4$  wyraża zależność:

$$(15) \quad \phi_4 = 2\pi I_0 \int_{\delta_3}^{\delta_4} \cos(\alpha) \left[ 1 - \left[ \rho_f\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right) \right]^2 \right] \sin(\alpha) d\alpha$$

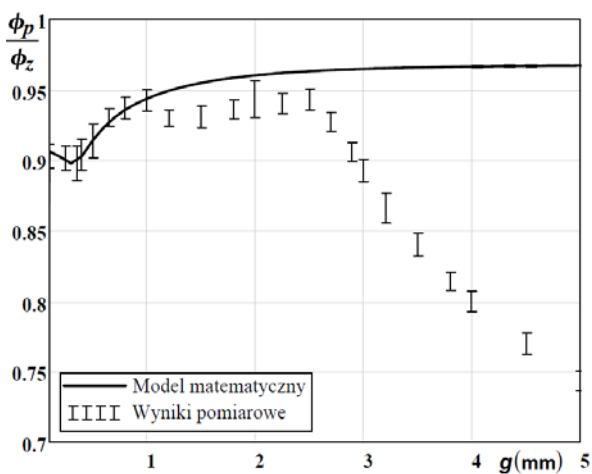
Ostatecznie całkowity strumień świetlny wnikający do prowadnicy optycznej wynosi:

$$(16) \quad \phi_{we} = 2\pi I_0 \left\{ \int_0^{\delta_1} \cos(\alpha) [1 - \rho_f(\alpha)] \sin(\alpha) d\alpha + \int_{\delta_1}^{\delta_2} \cos(\alpha) \left[ 1 - \rho_f(\alpha) \cdot \rho_f\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right) \right] \sin(\alpha) d\alpha + \int_{\delta_2}^{\delta_3} \cos(\alpha) \left[ 1 - \rho_f\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right) \cdot \rho_f(\alpha) \right] \sin(\alpha) d\alpha + \int_{\delta_3}^{\delta_4} \cos(\alpha) \left[ 1 - \left[ \rho_f\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right) \right]^2 \right] \sin(\alpha) d\alpha \right\}$$

Wyniki przedstawionych analiz matematycznych zawierają poniższe wykresy uwzględniające zależności geometryczne układu świetlnooptycznego (rys.10 i rys.11).



Rys. 10. Sprawność sprzężenia w zależności od parametru  $D$ ,  $g$  dla stałej krzywizny zewnętrznej prowadnicy  $R = 6\text{mm}$  wyznaczonej przy wykorzystaniu modelu matematycznego



Rys. 11. Porównanie rzeczywistych wyników pomiarowych z teoretyczną sprawnością układu optycznego w zależności od odległości  $g$  dla prowadnicy o stałych określonych parametrach geometrycznych  $D = 4\text{mm}$ ,  $R = 6\text{mm}$

### Wnioski

Opracowany algorytm obliczeniowy pozwala na oszacowanie sprawności sprzężenia  $\mu_s$  emitera półprzewodnikowego (LED) z torem optycznym wykonanym z materiału optycznego o współczynniku załamania  $n_1$ , przy czym uwzględnia się tylko pojedyncze odbicie wtórne.

Sprawność układu świetlnooptycznego  $\eta_s$  w układzie bazowym (klasyczny światłowod cylindryczny) jak i z wycięciem walcowym, zależy głównie od parametrów geometrycznych  $g$ ,  $D$ ,  $R_p$ ,  $R$ .

Strumień świetlny dla układu walcowego jest tracony głównie dla "I" strefy kątowej, gdzie źródło ma relatywnie największe światłości osiowe, a strumień odbity nie jest

odzyskiwany. Dodatkowo układ ten charakteryzuje się znacznym strumieniem świetlnym emitowanym powierzchnią boczną dla  $g > 1\text{ mm}$  oraz  $D = 4\text{ mm}$ .

Punktowe źródło światła  $Z$  znajdując się w środku sfery wysła elementarny strumień świetlny zawsze prostopadły do stycznej krzywizny materiału, ograniczając strumień odbity w wyniku zjawiska Fresnela.

W przypadku profilu o wycięciu sferycznym sprawność układu świetlnooptycznego  $\eta_s$  zależy wyłącznie od apertury wejściowej  $\delta_w(r, R)$  toru optycznego. Emisja strumienia świetlnego powierzchnią boczną jest bliska zeru.

Wyznaczona rodzina charakterystyk pozwala na wyznaczenie sprawności sprzężenia strumienia wejściowego w dowolnej konfiguracji geometrycznej, w zależności od kształtu czoła wejściowego toru optycznego, a zatem również możliwe jest wybranie optymalnego energetycznie kształtu powierzchni wejściowej prowadnicy optycznej.

Artykuł został zrealizowany w Katedrze Elektroenergetyki, Fotoniki i Techniki Świetlnej Politechniki Białostockiej. Badania zostały zrealizowane w ramach pracy MB/WE/5/2015 oraz S/WE/1/2015 i sfinansowane ze środków na naukę MNiSW

**Autorzy:** prof. PB dr hab. inż. Maciej Zajkowski, Politechnika Białostocka, Wydział Zarządzania, Katedra Zarządzania Produkcją, 16-001 Kleosin, ul. Ojca Tarasiuka 2 E-mail: [m.zajkowski@pb.edu.pl](mailto:m.zajkowski@pb.edu.pl); mgr inż. Mateusz Prorok, studia doktoranckie Wydziału Elektrycznego Politechniki Białostockiej, Katedra Elektroenergetyki, Fotoniki i Techniki Świetlnej, ul. Wiejska 45D, 15-351 Białystok E-mail: [m.prorok@doktoranci.pb.edu.pl](mailto:m.prorok@doktoranci.pb.edu.pl)

### LITERATURA

- [1] Xiebing W., Xiaosong Y., Wanwan L., Kang S.: Doped Quantum Dots for White-Light-Emitting Diodes Without Reabsorption of Multiphase Phosphors, *Advanced Materials* Weinheim (2012), Vol. 24, 2742–2747
- [2] Prorok M., Zajkowski M.: Modelowanie strumienia świetlnego luminoforu wymuszonego źródłem halogenowym, *Poznan University of Technology Academic Journals. Electrical Engineering*, Poznań (2016), Tom 88, 313-323
- [3] Dorosz J.: *Technologia światłowodów włóknistych*, Prace Komisji Nauk Ceramicznych / Polska Akademia Nauk, Ceramika, Kraków (2005), Vol.86
- [4] Żagan W.: *Podstawy techniki świetlnej*, Oficyna Wyd. Politechniki Warszawskiej, Warszawa (2005)
- [5] Dybczyński W., Oleszczyński T., Skonieczna M.: *Projektowanie opraw oświetleniowych*, Białystok (1996)
- [6] Zajkowski M., Błaszczak U., Kuszniar J., Budzyński Ł.: Charakterystyka światłowodów bocznych ze spiralnym rdzeniem, *Przegląd Elektrotechniczny*, (2015), nr.8, 149-151
- [7] Zajkowski M.: Światłowodowy z boczną emisją strumienia świetlnego, *Przegląd Elektrotechniczny*, (2003), nr.4, 236-238
- [8] Dorosz J., Dorosz D., Dybczyński W., Błaszczak U., Zajkowski M.: Analysis of the luminous flux diffusion on the optical fiber lateral surface, *Optica Applicata*, (2009), vol. 39, 63-76