

Lucyna HEMKA  
Ryszard ŁUKASIAK  
Lech PIOTROWSKI

## WYSOKOPRĘŻNA LAMPA – – METALOHALOGENKOWA O ROZKŁADZIE WIDMOWYM SYMULUJĄCYM ŚWIATŁO DZIENNE

**STRESZCZENIE**      *W niniejszym artykule przedstawiono sprawozdanie z prac nad opracowaniem metodyki kształtowania widma emisyjnego lampy wyładowczej, wysokoprężnej metalohalogenkowej w oparciu o zmianę trzech parametrów, a mianowicie :*

- *dobór napełnienia chemicznego jarznika lampy;*
- *ustalenie optymalnych warunków wyładowania;*
- *dobór materiałów tworzących konstrukcje lampy.*

*W toku realizacji zadania udało się znacznie przybliżyć do optymalnego składu kombinacji metali tworzących napełnienie jarznika, zanalizować procesy zachodzące w łuku wyładowania istotnie wpływające na jego widmo emisyjne oraz określić właściwy rodzaj szkła balonu zewnętrznego lampy.*

*Prace technologiczne, konstrukcyjne i pomiarowe wykonane w trakcie realizacji zadania doprowadziły do wykonania modelu lampy będącej symulatorem światła dziennego kategorii BC, o bardzo dobrym wskaźniku oddawania barw ( $R_a < 97$ ).*

**Słowa kluczowe:** *lampa wyładowcza, symulator  $D_{65}$ , wyładowanie łukowe, promieniowanie optyczne, rozkład widmowy, halogenki metali*

---

**dr Lucyna HEMKA, inż. Lech PIOTROWSKI**  
Laboratorium Badawcze i Wzorcujące

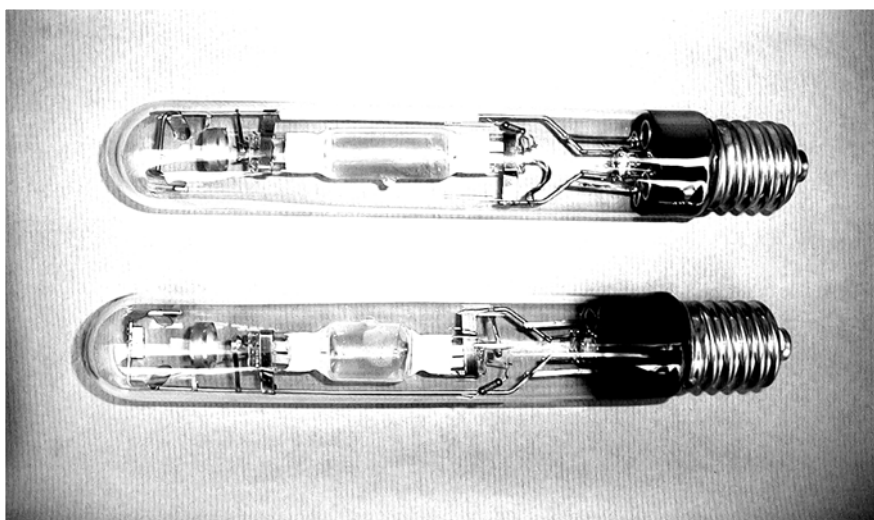
**mgr inż. Ryszard ŁUKASIAK**  
Zakład Techniki i Systemów Oświetleniowych

Instytut Elektrotechniki

## 1. WSTĘP

---

Zasada działania wysokoprężnej lampy wyładowczej opiera się na wykorzystaniu praktycznym zjawisk fizycznych zachodzących w łuku wyładowania. Źródłem promieniowania w takiej lampie są wzbudzone w wyniku wzajemnych oddziaływań atomy i cząsteczki napełniające jarznik tworzące w wyniku oddziaływania zewnętrznego pola elektrycznego niskoenergetyczną plazmę. Promieniowanie opuszczające jarznik lampy jest efektem przemian energetycznych zachodzących w plazmie, a będących następstwem przemiany energii doprowadzonego pola elektrycznego w inne postaci energii. W efekcie wieloletnich doświadczeń stwierdzono, że istnieje możliwość ingerencji w kształt emitowanego przez lampę promieniowania przez odpowiednie dobranie składników napełnienia jarznika (halogenków metali) wpływające na procesy fizyczne i chemiczne zachodzące w plazmie łuku wyładowczego oraz ewentualne zastosowanie powłok optycznych na bańce jarznika lub ściankach balonu zewnętrznego o zróżnicowanym widmowym współczynniku transmisji. W niniejszym opracowaniu została przedstawiona eksperymentalna metoda ukształtowania widma promieniowania lampy wyładowczej znacznie zbliżonego do rozkładu widmowego światła dziennego.



**Rys. 1.** Wysokoprężne lampy wyładowcze o różnych rodzajach konstrukcji jarznika

## 2. CHARAKTERYSTYKA LAMP WYŁADOWCZYCH WYSOKOPRĘŻNYCH METALOHALOGENKOWYCH

Lampa metalohalogenkowa zbudowana jest z jarznika ze szkła krzemionkowego, z wtopionymi dwiema elektrodami głównymi oraz ewentualnie elektrodami pomocniczymi, umieszczonego w balonie zewnętrznym z trudnotopliwego szkła. Sam jarznik zawiera gaz zapłonowy, pewną ilość rtęci oraz jeden lub więcej związków halogenkowych metali, zwykle w postaci jodków. Podczas wstępnej pracy lampy, najpierw wyparowuje cała rtęć i w jarzniku tworzy się plazma, składająca się głównie z par rtęci oraz gazu zapłonowego. Przy dostatecznie wysokiej temperaturze ścianek (ok. 700 K) odparowują także jodki, ich molekuly dyfundują do gorącej centralnej strefy wyładowania, gdzie następuje ich rozpad na metal i jod. W wysokotemperaturowej części łuku atomy metali ulegają jonizacji i wzbudzeniom, co w efekcie prowadzi do emisji promieniowania charakterystycznego dla danego pierwiastka. Dyfundując z powrotem do ścianki atomy metalu zderzają się w obszarze zimniejszego gazu z atomami jodu tworząc na powrót molekuly jodków.

Lampy metalohalogenkowe na ogół funkcjonują w oparciu o pary nasycone tzn. w jarzniku lampy istnieją jednocześnie dwie pozostające w stanie równowagi fazy ciekła i gazowa [17]. Ponieważ objętość jednego mola gazu jest bardzo duża w porównaniu z objętością jednego mola cieczy, to w praktyce tę ostatnią się zaniedbuje i przyjmuje, że przyrost objętości  $\Delta V$  w czasie przejścia substancji z fazy ciekłej  $V_c$  do fazy gazowej  $V_g$  jest praktycznie równy jej objętości w fazie gazowej [17].

$$\Delta V = V_g - V_c \cong V_g \quad (1)$$

Przy takim założeniu równanie Clausiusa - Clapeyrona przyjmuje postać:

$$\frac{dp}{dT} = \frac{\Delta H_{\text{par}}}{TV_{(g)}} \quad (2)$$

gdzie:

- $p$  – ciśnienie;
- $T$  – temperatura;
- $\Delta H_{\text{par}}$  – molowa entalpia parowania;
- $V$  – objętość molowa.

Zakładając, że para zachowuje się jak gaz doskonały można zapisać

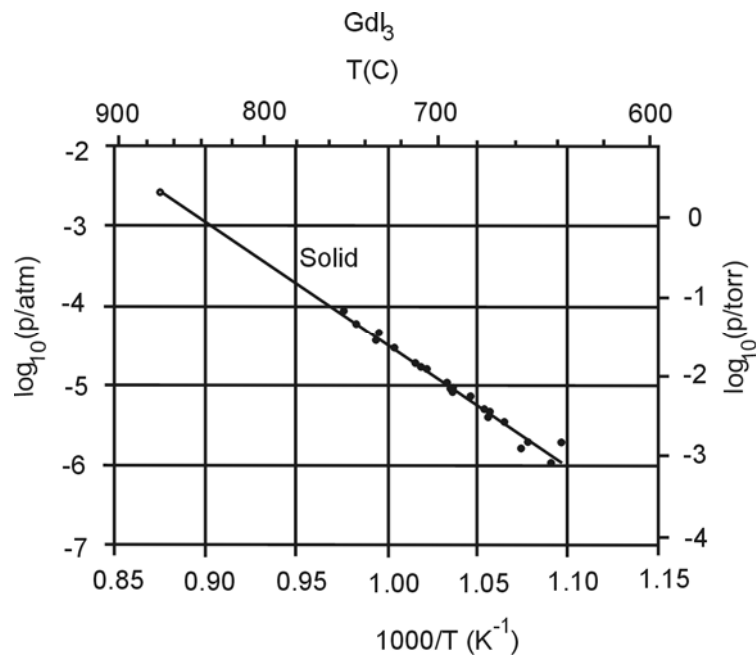
$$\frac{d \ln p}{dT} = \frac{\Delta H_{\text{par}}}{RT^2} \quad (3)$$

Krzywą prężności pary nad daną cieczą wyznacza się całkując równanie (3). Do tego celu potrzebna jest funkcyjna zależność ciepła parowania  $\Delta H_{\text{par}}$  od temperatury. W pierwszym przybliżeniu zakłada się, że  $\Delta H_{\text{par}}$  jest niezależne od temperatury i w wyniku całkowania otrzymuje się:

$$\ln p = -\frac{\Delta H_{\text{par}}}{RT} + \ln A \quad (4)$$

$$p = A \exp\left(-\frac{\Delta H_{\text{par}}}{RT}\right) \quad (5)$$

Krzywe obrazujące na diagramie fazowym równowagę między fazą ciekłą i gazową mają postać krzywej wykładniczej w układzie współrzędnych  $p - T$  lub prostoliniową w układzie  $\log p - 1/T$  (przykład dla gadolinu pokazano na rys.2).



Rys. 2. Fazowa równowaga dla gadolinu

W warunkach rzeczywistych  $\Delta H_{\text{par}}$  zależy od temperatury ze względu na różnice pojemności cieplnej obu faz. Po uwzględnieniu poprawki na tę zależność równanie (5) zastępuje się empirycznym wzorem:

$$\ln p = \frac{a}{T} + b \log T + cT + d \quad (6)$$

gdzie:

$a, b, c, d$  – stałe.

Prężność pary nad fazą ciekłą można również obliczyć w przybliżeniu posługując się regułą Dühringa. Reguła ta stwierdza, że stosunek temperatur bezwzględnych, w których prężność pary dwóch podobnych pierwiastków lub związków chemicznych osiąga tę samą wartość jest wielkością stałą. Znając na przykład temperatury wrzenia dwóch substancji, tzn. temperatury, w których prężność ich par osiąga wartość 1 Atm, oraz prężność jednej z tych substancji w badanej temperaturze, można obliczyć prężność pary drugiej substancji w tej temperaturze.

### 3. WYMAGANIA DOTYCZĄCE ZWIĄZKÓW HALOGENKOWYCH

---

Jako domieszki w postaci związku halogenkowego możliwe jest wykorzystanie prawie każdego metalu układu okresowego pierwiastków pod warunkiem, że wykaże się następującymi właściwościami [16]:

1. Najważniejszym warunkiem jaki powinna spełniać domieszka, aby mogła być wykorzystana w lampie wyładowczej jest odpowiednio wysoka prężność par w temperaturach pracy jarznika tzn. przy temperaturze ok. 1000 K.
2. Odpowiednio niska prężność par w temperaturach otoczenia, w przeciwnym razie pojawiają się trudności z zapłonem.
3. Nie może oddziaływać chemicznie z materiałem jarznika.
4. Nie powinny ulegać rozpadowi w temperaturach występujących przy ściankach jarznika.
5. Powinny ulegać rozpadowi w temperaturach kanału wyładowczego emitującego promieniowanie.

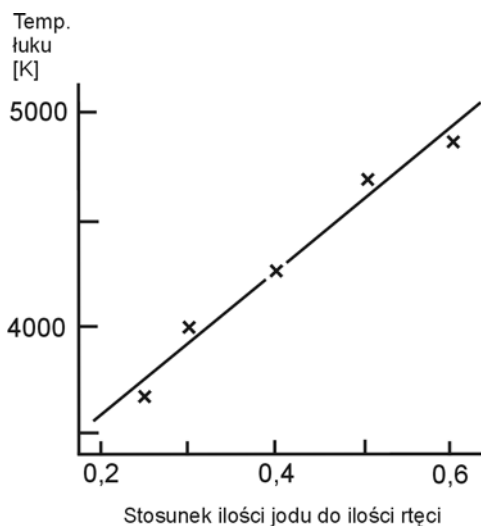
Warunek drugi sprowadza się do wymogu, by w temperaturze pokojowej prężność par związku halogenkowego była niska rzędu  $\sim 10^{-15}$  Pa. Warunek ten wynika z faktu, że wszystkie związki halogenkowe są elektroujemne. Przechwytyują one swobodne elektrony tworząc jony ujemne. Ich obecność w gazie w momencie zapłonu (kiedy lampa jest chłodna) znacznie utrudnia powstanie lawiny Towsenda (niezbędnej dla szybkiej jonizacji) z powodu przyłączania swobodnych elektronów powstających w efekcie zderzeń elektronów z atomami. Ponieważ znacznie cięższe jony nie mogą być przyśpieszone tak, aby ich energia kinetyczna była wystarczająca do zjonizowania atomów, to każdy przechwycony elektron jest stracony z punktu widzenia podwyższenia stopnia jonizacji. Dlatego też obecność nawet niewielkich ilości halogenków w fazie gazowej podczas zapłonu lampy znacznie podwyższa napięcie zapłonu. Dla uniknięcia tych problemów wykorzystuje się jedynie związki z niską prężnością par w temperaturze pokojowej.

Teoretycznie, mimo licznych ograniczeń nałożonych na domieszki, jako napełnienie lamp wyładowczych można wykorzystywać większość metali układu okresowego.

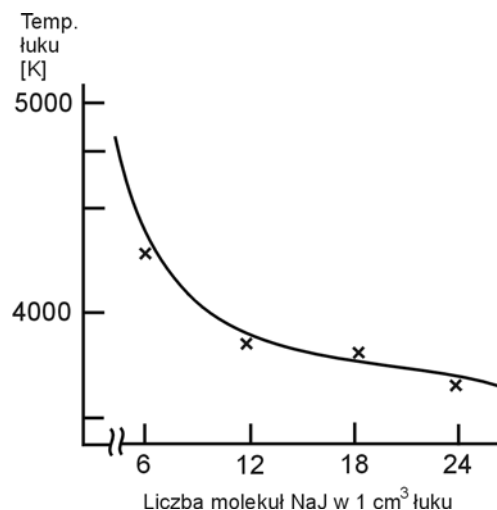
Praktycznie po odrzuceniu wszystkich metali promieniotwórczych (aktynowce), o jodkach nietrwałych w wymaganych temperaturach pracy (jodek miedzi, srebra i złota) oraz mających zbyt niskie ciśnienie par, pozostaje około 50 metali, których jodki mogą być stosowane jako domieszki do lamp wyładowczych. W lampach wyładowczych można zastosować jako domieszki jednocześnie dwa, trzy, cztery lub więcej metali, co daje możliwość, w oparciu o tablice linii spektralnych poszczególnych metali, dobrania w ogólnych zarysach kształtu widma promieniowania przyszłej lampy. Ponieważ brak jakiegokolwiek ogólnej ilościowej teorii, opisującej wpływ różnych dodatków na łuk wyładowania oraz wzajemnie na siebie, zmusza to do jedynie możliwego, empirycznego podejścia do określenia optymalnego zestawu jodków.

Jeden z przypadków związanych z wzajemnym oddziaływaniem na siebie halogenków, zaobserwowany podczas eksperymentów [16] ilustruje rys.3. Lampa była domieszkowana jodkami toru i sodu. Efektywna temperatura łuku mierzona metodą spektrograficzną na podstawie natężenia linii, wzrastała ze wzrostem ilości domieszki  $HgI_2$  w rezultacie czego zwiększał się udział w łuku toru (rys. 3a), a zmniejszała się ze wzrostem ilości domieszki NaI (rys. 3b). Ponieważ rozkład energii w widmie atomów o dużej liczbie linii silnie zależy od temperatury łuku, przy której są one wzbudzone, to wyżej zobrażona zależność ma duże znaczenie przy konstruowaniu lampy z wymaganym spektralnym rozkładem energii.

a)



b)



Rys. 3a) i b)

Innym ważnym zagadnieniem związanym z napełnieniem lamp jest fakt, iż wszystkie lampy metalohalogenkowe w zasadzie zawierają w składzie swojego napełnienia rtęć. Nie jest ona niezbędna do podtrzymania cyklu jodowego, ale pełni w jarzniku wyładowczym szereg innych, ważnych funkcji:

- Po pierwsze, efektywna praca lamp metalohalogenkowych wymaga wysokiego ciśnienia w jarzniku dla uniknięcia szybkiej dyfuzji zdysocjowanych atomów metalu i jodu do ścianek jarznika. Jeżeli dysocjacja w przeważającej części zachodziłaby w centralnej części łuku a rekombinacja przy samych ściankach, to straty energii spowodowane procesem dysocjacji byłyby bardzo wysokie, w rezultacie czego lampa byłaby energetycznie nieefektywna.
- Po drugie, napełnienie rtęcią jest dobrym sposobem dla uzyskania wysokiego ciśnienia roboczego i niskiego ciśnienia przy zapłonie, co znacznie obniża napięcie zapłonu.
- Po trzecie, jeżeli w lampie podczas zapłonu występują pary swobodnego  $I_2$ , to napięcie zapłonu jest bardzo wysokie, ponieważ pręężność par  $I_2$  w temperaturze pokojowej jest stosunkowo wysoka (50 Pa, 0,4 mm Hg) a wysokie powinowactwo elektronowe  $I_2$  (wiążanie swobodnych elektronów) uniemożliwia powstawanie lawiny Towsenda. Obecność atomów rtęci wiąże nadmiar swobodnego jodu w postaci jodku rtęci.

#### 4. ROZKŁAD TEMPERATURY W JARZNIKU LAMPY WYŁADOWCZEJ I JEGO WPŁYW NA PARAMETRY ELEKTRYCZNE I PROMIENISTE

---

Jednym z podstawowych czynników warunkujących odpowiedni energetyczny rozkład widmowy promieniowania emitowanego przez plazmę są właściwe rozkłady temperatur wewnątrz jarznika. Od temperatur tych w lampach wysokiego ciśnienia zależy nie tylko stan ośrodka gazowego wyładowania, lecz również jego własności elektryczne i świetlne. Wartości temperatury  $T$  w różnych punktach obszaru wyładowania określa wszystkie jego ważniejsze wielkości: rozkład prędkości atomów, jonów i elektronów, stopień jonizacji i wzbudzenia natężenie prądu, gradient potencjału, straty ciepłe wskutek konwekcji i przewodzenia i wreszcie strumień promienisty i świetlny lampy. Wielkości te można wyznaczyć z równania bilansu mocy, jeśli znany jest rodzaj zależności temperatury  $T_r$  w poszczególnych punktach przestrzeni wyładowczej od odległości  $r$  punktu od osi wyładowania. Wyróżnia się dwa rozkłady temperatury: rozkład radialny w łuku wyładowania oraz rozkład na wewnętrznej ścianie jarznika. Z radialnego rozkładu temperatury można wyznaczyć radialne rozkłady składników plazmy, ich stany energetyczne oraz spektralne moce promieniowania, natomiast z rozkładu temperatur na wewnętrznej powierzchni jarznika wyznacza się temperaturę najchłodniejszego miejsca, niezbędną przy określaniu prężności par nasyconych.

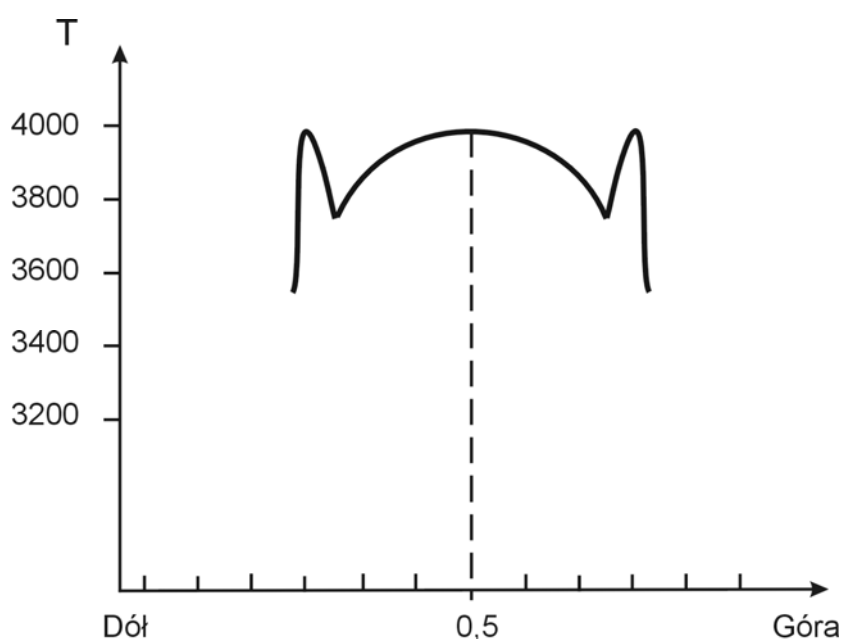
Teoretycznie radialny rozkład temperatury w jarzniku lampy wyładowczej można określić na podstawie badania zmian wzdłuż promienia jarznika intensywności:

- optycznie wąskich linii spektralnych;
- odwróconych linii nierezonansowych;
- odwróconych linii rezonansowych.

Dla każdego rodzaju linii istnieje inne podejście teoretyczne pozwalające na określenie zależności  $T(r)$ . Metody matematyczne i eksperymentalne pozwalające wyznaczyć zależność  $T(r)$  dla różnych rodzajów linii spektralnej zostały opisane w literaturze [8], [9], [16]. W każdym przypadku zakłada się istnienie w plazmie wyładowania lokalnej równowagi termodynamicznej, bo tylko w takim przypadku spełnione są równania Boltzmana dotyczące obsadzenia poszczególnych stanów w atomie oraz równanie Saha. Obserwowane w widmie emisyjnym linie spektralne są charakterystyczne dla wzbudzonych atomów tworzących napełnienie chemiczne jarznika. Obserwowane linie są



bądź liniami wąskimi bądź ulegają poszerzeniu w wyniku oddziaływania pomiędzy składnikami plazmy lub częściowemu albo całkowitemu samoodwróceniu. Kształt poszczególnych linii widmowych wiele mówi o warunkach fizycznych panujących w lampie wyładowczej (temperaturze, ciśnieniu, gęstości elektronów). Dane z pomiaru temperatury uzyskane w wyniku badań zmian intensywności linii spektralnych różnymi metodami wykazały [9], że najwyższa temperatura występuje w centrum jarznika lampy na osi podłużnej wyładowania, ale jednocześnie na dużym obszarze jarznika temperatura jest stała (rys. 4).



Rys. 4. Rozkład temperatury wzdłuż średnicy jarznika

Wyniki badań zmian temperatury na osi jarznika i przy jego ściance wraz ze zmianą mocy przyłożonej do lampy pozwoliły stwierdzić, że temperatura na osi jarznika silnie wrasta wraz ze wzrostem mocy i prądu w lampie, a jednocześnie temperatura na ściance jarznika jest tym wyższa im niższa jest w centrum.

Przyjmuje się, że maksymalna temperatura elektrod w lampie wynosi około 2500 K, minimalna temperatura ścianek jarznika – 1000 K a maksymalna temperatura łuku zawiera się między 4500 – 5000 K.

Zakładając istnienie w plazmie lokalnej równowagi termodynamicznej można określić wszystkie podstawowe parametry łuku wyładowania. Gęstość prądu wyraża się wzorem:

$$J = en_e \mu_e E_z \quad (7)$$

gdzie:

$\mu_e$  – ruchliwość elektronów;

$E_z$  – osiowe natężenie pola elektrycznego;

$n_e$  – koncentracja elektronów, opisywana w stanie równowagi termodynamicznej równaniem Saha:

$$\frac{n_e n_j}{n_0} = \frac{(2\pi \cdot m \cdot k \cdot T)^{3/2}}{h^3} \cdot e^{-\frac{eV_j}{kT}} \quad (8)$$

$n_j$  – koncentracja jonów;

$n_0$  – koncentracja atomów będących w stanie podstawowym;

$V_j$  – potencjał jonizacji;

$h$  – stała Plancka.

W łuku plazmowym wysokiego ciśnienia można obliczyć koncentrację elektronów zakładając, że  $n_i = n_e$  i założyć, że  $n_0 = p_r/kT$ , gdzie  $p_r$  całkowite ciśnienie rtęci:

$$n_e(T) = \left\{ \frac{2[2\pi \cdot m \cdot k \cdot T(r)]^{3/2}}{h^3} \cdot \frac{p_r}{kT(r)} \cdot \frac{g_{io}}{g_o} \right\}^{1/2} \cdot e^{-\frac{eV}{2kT(r)}} \quad (9)$$

Całkowity prąd w łuku wyładowania jest całką z gęstości prądu

$$I = eE_z \int_0^R \mu_e \cdot [kT(r)]^{\frac{1}{2}} \cdot e^{-\frac{eV_i}{2kT(r)}} \cdot 2\pi \cdot r \cdot dr \quad (10)$$

Zwiększenie natężenia prądu wyładowania powoduje wzrost sumarycznego ciśnienia plazmy i tym samym zmniejszenie osiowego gradientu potencjału w rurce wyładowczej a w konsekwencji spadek temperatury elektronowej i prędkości jonizacji. Zmniejszenie potencjału przyłożonego pola elektrycznego zwiększa ruchliwość  $\mu_e$  elektronów w plazmie. (Ruchliwość elektronów określa częstość zderzeń elektronów z innymi cząstkami). Wpłyne to na kształt emitowanego przez plazmę widma, ponieważ zwiększona częstość zderzeń między cząstkami, w tym zderzeń wzbudzających może spowodować wzrost intensywności linii widmowych.

Uśredniona intensywność  $E$  emitowanej linii widmowej wyraża się wzorem Einsteina – Boltzmana

$$E = \frac{n}{u} \cdot \frac{8 \cdot \pi^2 \cdot e^2 \cdot h}{m} \cdot \frac{gf}{\lambda^3} \cdot e^{-\frac{V}{kT}} \quad (11)$$

Wzajemna relacja mocy elektrycznej  $P_e$  doprowadzonej do łuku wyładowania i mocy uzyskanego promieniowania silnie zależy od temperatury.

Moc elektryczna przypadająca na jednostkę objętości łuku:

$$P_e = J \cdot U_z \quad (12)$$

gdzie

$U_z$  – gradient potencjału,

$J$  – lokalna gęstość prądu.

$$J = e \cdot n_e \cdot \mu_e \cdot U_z \quad (13)$$

$n_e$  – gęstość elektronów,

$\mu_e$  – ruchliwość elektronów.

Stąd moc elektryczna

$$P_e = e \cdot n_e \cdot \mu_e \cdot U_z^2 \quad (14)$$

Koncentrację  $n_0$  atomów określa się z wzoru Saha (8).

Opierając się na założeniu, że w plazmie koncentracja atomów i jonów jest taka sama czyli można podstawić  $n_e = n_j$  i z wzoru (13) obliczyć dla  $n_e$  i otrzymać:

$$P_e = e n_0^{1/2} \cdot \mu_e U_z^2 \cdot \frac{(2\pi \cdot mkT)^{3/4}}{h^{3/2}} e^{-eV_j/2kT} \quad (15)$$

Z drugiej strony straty na promieniowanie z jednostki objętości łuku wyrażone są sumą członów z których każdy przedstawia sobą koncentrację każdego stanu wzbudzonego, prawdopodobieństwo jego promieniowania w jednostce czasu i energię fotonu.

W plazmie z lokalną równowagą termodynamiczną koncentracja  $n_k$  danego stanu wzbudzonego może być obliczona z koncentracji atomów w stanie podstawowym z zależności Boltzmana:

$$n_k = n_0 \cdot \frac{g_k}{g_0} \cdot e^{-\frac{eV}{kT}} \quad (16)$$

a więc pełne promieniowanie:

$$P_r = \frac{n_0}{g_0} \cdot \sum_k \frac{g_k \cdot h\nu_{kj} \cdot e^{-\frac{eV_k}{kT}}}{\tau_{kj}} \quad (17)$$

Równania (15) i (17) pokazują, że za zależność temperaturą  $P_e$  i  $P_r$  odpowiada w pierwszym rzędzie odpowiednim wartościom  $V_i / 2$  (*potencjał jonizacyjny*) i  $\bar{V}$  (*średni potencjał wzbudzenia*). Jeżeli  $V_i / 2$  jest większe niż  $\bar{V}$  to przyłożona moc elektryczna ma bardziej stroma zależność od temperatury niż straty mocy na promieniowanie [16]. Ten przypadek określa „dzwonowy” profil temperatury i jest charakterystyczny dla większości lamp napełnianych domieszkami metali, których widma zawierają dużą liczbę linii promieniowania. Powoduje to pewne problemy związane z eksploatacją takiej lampy. Zostaną one omówione wraz z sposobami im przeciwdziałania w dalszej części artykułu.

## 5. CHARAKTERYSTYKA PROCESÓW FIZYCZNYCH PROWADZĄCYCH DO EMISJI PROMIENIOWANIA W LAMPACH WYŁADOWCZYCH

Rozkłady widmowe lamp wyładowczych zależą od doboru liczby, rodzaju i proporcji składników plazmy, jej temperatury, ciśnień parcyjnych składników plazmy, a w przypadku lamp metalohalogenkowych wieloskładnikowych również od wzajemnych relacji ilościowych ciśnień cząstkowych tych składników.

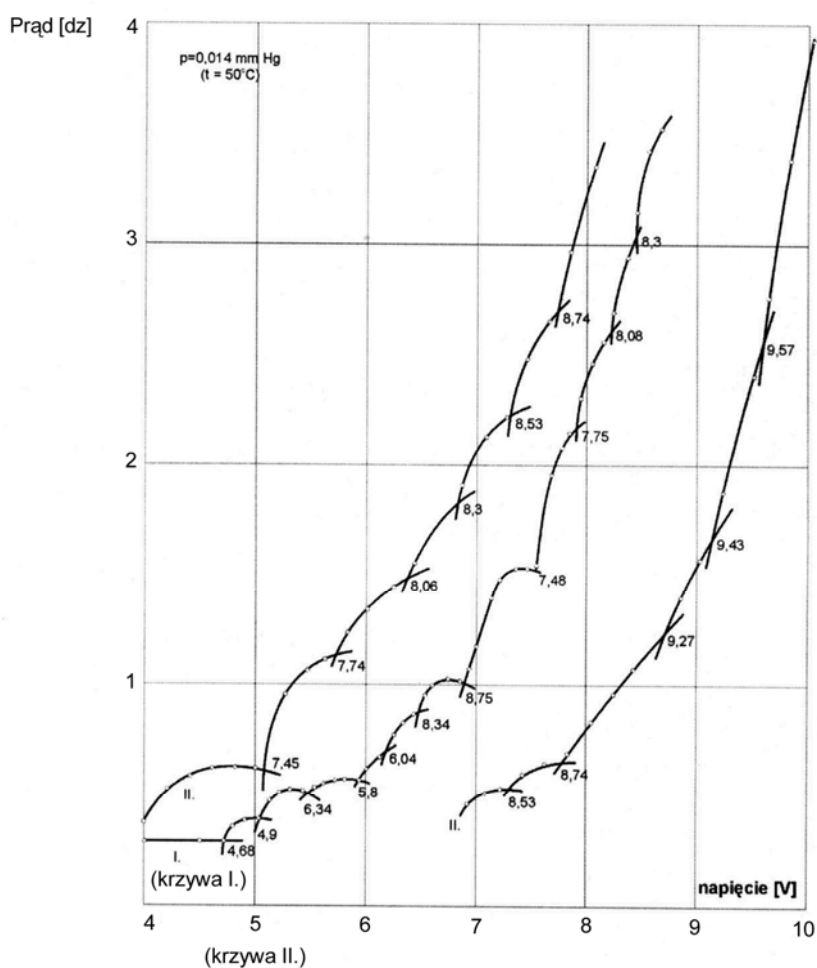
Powstawanie promieniowania w lampach wyładowczych jest efektem transformacji energii elektrycznej dostarczonej do lampy w energię kinetyczną elektronów, atomów i jonów, która z kolei przekształca się w promieniowanie w rezultacie typowych zjawisk fizycznych.

Głównym źródłem przemian energetycznych w plazmie są elektrony przyspieszone polem elektrycznym. Jony ze względu na duże masy w porównaniu z elektronami mają mniejsze znaczenie w procesach wymiany energii.

Przyspieszone w polu elektrycznym elektrony, zwiększając swoją energię, oddziałują z innymi cząstkami plazmy (atomami, jonami i innymi elektronami) w procesach oddziaływań sprężystych, w rezultacie których ulega zmianie tylko prędkość i kierunek oddziałujących cząstek oraz niesprężystych

przewodzących do zmian energii wewnętrznej (potencjalnej) atomów i jonów. Zderzenia sprężyste nie odgrywają większej roli w procesach powstawania promieniowania, z wyjątkiem przypadków, gdy zmiany kierunku i hamowanie szybkich elektronów w polu elektrycznym wywołują emisję widma ciągłego (głównie w obszarze podczerwieni). Główną rolę w procesie generacji promieniowania odgrywają oddziaływania niesprężyste, którym towarzyszy przemiana energii kinetycznej w potencjalną oddziaływujących cząstek prowadząc w efekcie do wzbudzeń i jonizacji atomów.

Proces wzbudzenia zaczyna się, gdy średnia energia kinetyczna przyspieszonych polem elektrycznym elektronów zrównuje się z energią wzbudzenia najniższego poziomu energetycznego atomu tzn. osiąga tzw. wartość rezonansową [5], [8]. Dalszy wzrost energii elektrycznej dostarczonej do lampy, a więc wzrost energii kinetycznej oddziaływujących elektronów powoduje wzbudzenie atomów do coraz to nowych stanów rys. 5.



Rys. 5. Wzbudzenie atomów rtęci podczas zderzeń z elektronami w zależności od ilości dostarczonej do jarznika lampy energii elektrycznej

Przejściami elektronów do wyższych stanów wzbudzenia rządzą warunki kwantowe i reguły przejść energetycznych (reguły wyboru). W większości przypadków po wzbudzeniu atomu następuje jego samorzutne przejście do stanu podstawowego lub do jednego z niższych stanów wzbudzenia, co związane jest z wypromieniowaniem linii widmowej o określonej długości fali. Czas przebywania atomu w stanie wzbudzonym jest rzędu  $10^{-9}$  s. Przy dostarczeniu energii równej co do wartości potencjałowi jonizacyjnemu atomu, proces zmiany jego energii wewnętrznej może się zakończyć przejściem atomu w stan zjonizowany. Jest on różny dla różnych pierwiastków i związków. Wartości funkcji jonizacji i wzbudzenia różnią się między sobą przy tych samych wartościach energii elektronów. Zazwyczaj funkcja jonizacji jest większa od funkcji wzbudzenia.

Wielkości potencjałów wzbudzenia linii rezonansowych  $V_r$ , odpowiadających im długości fal  $\lambda$  oraz potencjały jonizacyjne  $V_j$  kilku przykładowych pierwiastków i związków [8] obrazuje tab. 1.

TABELA 1

Substancja	$V_r$ [V]	$\lambda$ [nm]	$V_j$ [V]
Hel	20,86 ÷ 21,12	59,2 ÷ 58,4	24,47
Ksenon	8,39 ÷ 9,52	146,9 ÷ 129,5	12,08
Lit	1,84	670,8	5,37
Cez	1,38 ÷ 1,45	894,4 ÷ 852,1	3,87
Magnez	2,7 ÷ 4,33	457,1 ÷ 285,2	7,61
Bar	1,56 ÷ 2,23	791,4 ÷ 553,6	5,19
Kadm	3,78 ÷ 5,39	326,1 ÷ 228,9	8,96
Wodór – atom	10,15	121,6	13,54
Wodór – drobina	-	-	15,4
Azot – drobina	-	-	15,8

Wzbudzenie i jonizacja atomów w plazmie wywołuje promieniowanie dyskretne (liniowe) oraz promieniowanie o charakterze ciągłym. Każdy z tych rodzajów promieniowania może być emitowany w różnym obszarze widmowym od promieniowania podczerwonego IR (0,4 mm – 0,75  $\mu$ m), poprzez widzialne VIS (0,75  $\mu$ m – 0,35  $\mu$ m) aż po nadfiolet UV (200 – 400nm).

Emisja promieniowania dyskretnego jako proces wewnątrzatomowy, związany ze zmianą energii potencjalnej atomu jest objęta prawami kwantowymi [5] a to oznacza, że wypromieniowane fotony mają ściśle określone wartości energii (zgodnie z zakazami kwantowymi elektrony mogą zajmować tylko ściśle określone poziomy energetyczne).

Widmo ciągłe powstaje w procesie rekombinacji (tzw. widmo rekombinacyjne) jako leżące na granicy serii od strony fal krótkich, i w trakcie słabego oddziaływania elektronu z jonem lub atomem (tzw. widmo hamowania), w wyniku którego elektron nie zostaje schwytyany a jedynie zahamowany.

Zmiany parametrów plazmy takich jak ciśnienie czy temperatura mają istotny wpływ na budowę emitowanego przez nią widma promieniowania.

Przy niskich temperaturach plazma emituje przede wszystkim widmo dyskretne. Wraz ze wzrostem temperatury i w konsekwencji wzrostu ciśnienia następuje poszerzenie większości linii widmowych, a na widmo dyskretne zaczyna nakładać się widmo ciągłe; przy liniach rezonansowych zaczynają pojawiać się pasma absorpcji rozszerzające się w miarę wzrostu ciśnienia w kierunku fal długich. Dalszy wzrost ciśnienia powoduje zwiększenie intensywności tła ciągłego przy jednoczesnym znikaniu linii widmowych i pojawieniem się ciemnych obszarów w miejscu zaabsorbowania (odwrócenia się) linii. Przy bardzo wysokich ciśnieniach rzędu 121590 hPa zanika liniowa budowa widma, które traci swój dyskretny charakter, przekształcając się w widmo ciągłe.

## 6. WPŁYW DOBORU KOMBINACJI HALOGENKÓW TWORZĄCYCH NAPEŁNIENIE LAMPY WYŁADOWCZEJ ORAZ ZMIAN WARUNKÓW PROCESU WYŁADOWCZEGO NA EMITOWANE PRZEZ NIĄ WIDMO ENERGII PROMIENISTEJ

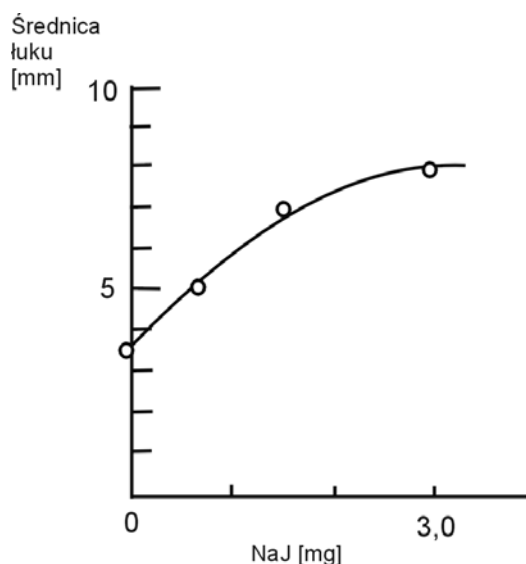
---

Teoretyczną analizę zależności wynikających ze składu halogenkowego jarznika lampy oparto na symulacji numerycznej widma emisyjnego powstającego w efekcie zastosowania różnorodnych kombinacji halogenków metali spełniających wymagania omówione w rozdz. 3 niniejszej pracy. Założono, że podstawowymi domieszkami napełniającymi jarznik będą jodki metali ziem rzadkich (lantanowce). Takie założenie jest zrozumiałe z punktu widzenia oddziaływania na kształt widmowego rozkładu energii promienistej przyszłej lampy, ponieważ lantanowce wyróżniają się spośród innych metali układu okresowego między innymi tym, iż atomy ich mają dużą liczbę poziomów niskoenergetycznych, charakteryzujących się niskimi potencjałami wzbudzenia. A przy szczegółowej analizie ich termów [5] daje się zauważyć, że duża liczba linii ich promieniowania leży głównie w obszarze nadfioletu i w zakresie widzialnym. Niemniej jednak wieloletnia praktyka podpowiada, że wprowadzenie metali mających liczbę poziomów niskoenergetycznych na tyle dużą, że średnia wartość

potencjału wzbudzenia jest zdecydowanie niższa od poziomu jonizacji, poza oczywistymi korzyściami staje się przyczyną pojawienia się wielu problemów związanych z eksploatacją lampy. Jednym z niepożądanych i najtrudniejszym do wyeliminowania zjawisk jest tzw. efekt zwężenia łuku. Znaczne zwężenie łuku w konsekwencji prowadzi do tego, że łuk lampy przestaje być stabilizowany ściankami, co prowadzi do istotnych problemów z eksploatacją lampy. Jeżeli taka lampa pracuje w położeniu pionowym, to pod wpływem prądów konwekcyjnych łuk nieustannie przemieszcza się wewnątrz jarznika, co prowadzi do migotania. Jeżeli lampa pracuje w położeniu poziomym, to prądy konwekcyjne przemieszczają łuk w stronę górnej ścianki bańki jarznika, powodując jej nadmierne nagrzewanie i niejednokrotnie doprowadzając do miejscowej deformacji ścianki jarznika.

Dodatkowym niepożądanym efektem zwężenia łuku jest wzrost napięcia pracy lampy.

W celu przeciwdziałaniu temu zjawisku do łuku wyładowczego wprowadza się jodki metali, które działają w kierunku przeciwnym, tzn. ich wprowadzenie do łuku powoduje jego poszerzenie. Są to np. jodki metali alkalicznych: lit, sód, potas, rubid i cez.



**Rys. 6. Zależność średnicy łuku od ilości wprowadzonego NaJ**

Na rysunku 6 pokazane są wyniki pomiarów średnic widocznej części łuku w zależności od ilości jodku sodu wprowadzonego do lampy [16].

Metale alkaliczne, charakteryzujące się niskimi potencjałami jonizacyjnymi są źródłem dużej ilości swobodnych elektronów w niskotemperaturowych obszarach wyładowania. Ich ruch pod wpływem pola elektrycznego powoduje rozpraszanie energii i wzrost temperatury tej części łuku, a zatem prowadzi do zwiększenia średnicy wysokotemperaturowego obszaru świecącego. W ten sposób następuje wzrost

prądu wyładowania i jednocześnie obniżenie napięcia, przy zadanej mocy lampy. Na rysunku 7 przedstawiona jest zależność napięcia pracy lampy o mocy 400 W, zawierającej jodku toru i metalu alkalicznego, od ilości domieszki jodku cezu (potencjał jonizacji 3,9 V) i jodku sodu (potencjał jonizacji 5,1 V). Dla uzyskania tego samego efektu należy wprowadzić 5 razy więcej jodku sodu niż



jodku cezu. Także absorpcja promieniowania wywiera pewien wpływ na rozszerzenie łuku.

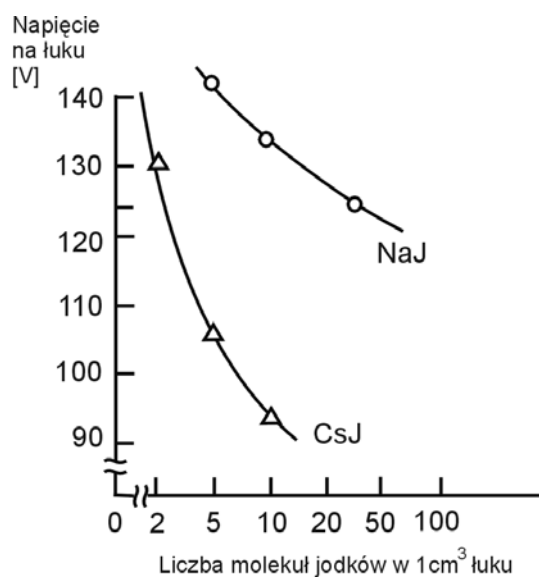
Promieniowanie powstające w centralnej części łuku absorbowane jest w chłodniejszych obszarach, co sprzyja jego rozpraszaniu w postaci ciepła. Powoduje to wzrost temperatury, w rezultacie czego następuje wzrost prądu w zewnętrznych warstwach łuku, a to z kolei prowadzi do jeszcze większego rozpraszania energii i dalszego wzrostu temperatury. W następstwie tego atomy z rozszerzonymi liniami rezonansowymi (wy-

kazujące znaczną absorpcję w środku linii spektralnej z jednoczesnym znaczącym przeniesieniem energii na krańce linii) również powodują rozszerzenie łuku, chociaż ich potencjały jonizacyjne nie są zbyt niskie (rzędu 6 – 8 eV).

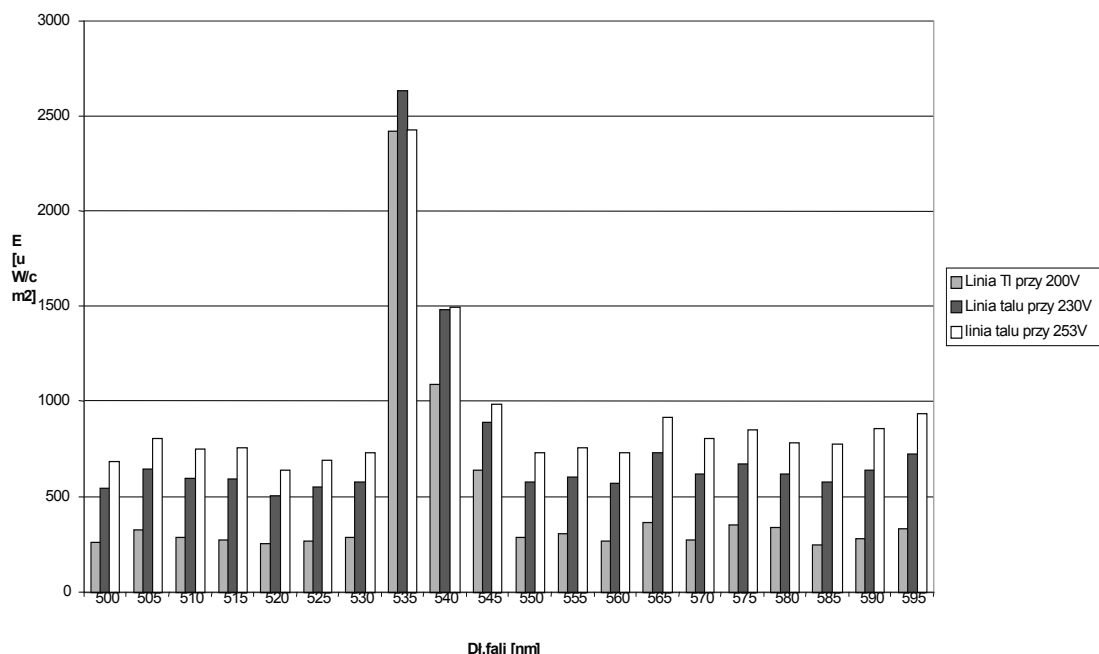
Jako przykład może posłużyć dodanie do łuku jako domieszki jodku talu co powoduje zwiększenie średnicy łuku w wyniku przenoszenia promieniowania i absorpcji linii talu 535 nm (potencjał jonizacyjny 6 eV).

Na rysunku 8 pokazano zachowanie się linii talu 535 nm domieszkowanego do lampy wysokoprężnej w zależności od wartości napięcia zasilającego. Dla porównania można prześledzić przebieg pozostałych linii przy różnych długościach fal.

W analizie teoretycznej składu chemicznego lampy o wymaganym kształcie rozkładu widmowego uwzględniono również wyżej opisane właściwości metali alkalicznych oraz kilku innych metali, których wysokoenergetyczne linie optycznie szerokie zarówno rezonansowe jak i nierezonansowe zostaną wykorzystane w procesie optymalizacji uzyskiwanego widma emisyjnego. Zgodnie z definicją linie te wykazują silne właściwości samoabsorpcji fotonów, która to cecha przyczyni się zarówno do rozszerzenia łuku jak i pozwoli spożytkować ich energię na wzbudzenie stanów o wyższym potencjale wzbudzenia i jednocześnie mniejszym prawdopodobieństwie przejścia. Dlatego też w napełnieniu lamp serii próbnej poza szeregiem metali ziem rzadkich (gadolin, lutet, cer, samar, tul) znalazły się również metal alkaliczny (cez) oraz żelazo, cynk i ind. Każdy skład zawierał oczywiście atomy rtęci z przyczyn opisanych wcześniej w niniejszej pracy.



Rys. 7. Zależność napięcia pracy na lampie w zależności od ilości domieszki



Rys. 8. Zmiana natężenia linii talu 535nm w zależności od wartości napięcia zasilania

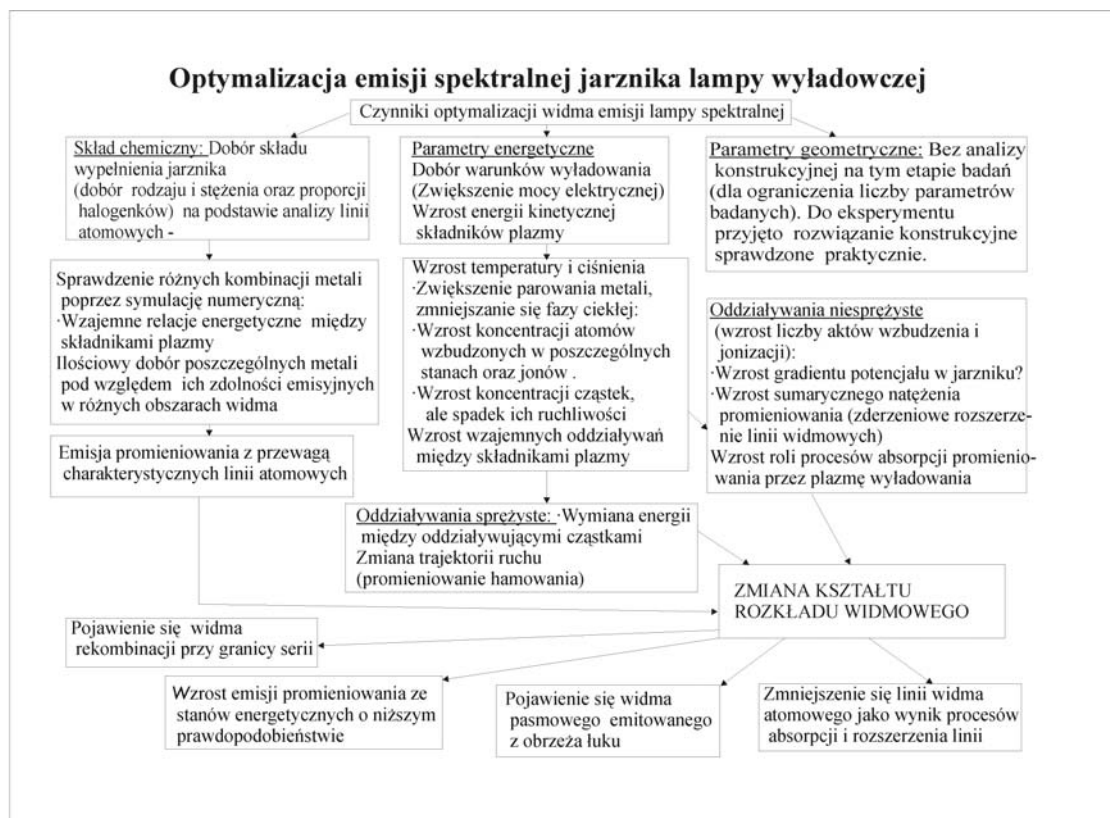
Próbna seria lamp składała się z 22 lamp o napełnieniu złożonym z różnorodnych kombinacji jodków wyżej wymienionych metali.

Lampy poddano badaniom spektrometrycznym w celu zweryfikowania uzyskanego rozkładu widmowego z założeniami teoretycznymi.

Po analizie wyników badań spektralnych i pomiarze parametrów elektrycznych lamp przeprowadzono następne eksperymenty mające na celu optymalizację warunków wyładowania łuku, pozwalające uzyskać najkorzystniejsze rozkłady widma emisji w interesującym dla jej pracy przedziale długości fal (300 – 700 nm). Zgodnie z założeniami lampy powinny emitować promieniowanie o widmie maksymalnym zbliżonym do widma światła dziennego wg zaleceń odnośnych norm [1], [2], opracowanych przez Międzynarodową Komisję Oświetleniową CIE. W celu spełnienia w/w wymagań przyjęto następujące założenia:

- w jarzniku lampy wyładowczej istnieje lokalna równowaga termodynamiczna (LRT);
- podstawowym procesem prowadzącym do rozszerzenia linii widmowych są zderzenia (model plazmy zderzeniowej).

W oparciu o te założenia przeprowadzono szczegółową analizę procesów zachodzących w jarzniku lampy wyładowczej wysokiego ciśnienia, prowadzących do emisji promieniowania. Uproszczony model wzajemnych zależności tych procesów przedstawiono w formie graficznej na diagramie na rys. 9.



Rys. 9

Analiza procesów prowadzących do emisji promieniowania lampy wyładowczej pozwoliła na wyodrębnienie zewnętrznych czynników, których zmiana wywiera największy wpływ na kształt emitowanego widma promieniowania. Są nimi :

- moc elektryczna dostarczona do plazmy wyładowania,
- wymiary gabarytowe jarznika,
- rodzaj szkła z jakiego wykonano balon zewnętrzny lampy.

W wyniku doprowadzenia do lamp mocy elektrycznej o różnych wartościach, uzyskano drogą eksperymentów spektralnych szereg różnorodnych rozkładów widmowych, które poddano szczegółowej analizie w celu wyodręb-

nienia głównych zmian zachodzących w poszczególnych obszarach długości fali dla emisji uzyskiwanej z halogenków tworzących napełnienie danej lampy (załączniki nr 1, 2, 3, 4, 6, 7, 8).

Analiza doprowadziła do następujących wniosków:

- wzrost mocy elektrycznej dostarczonej do lampy powoduje istotne zmiany w widmie emitowanego przez lampę promieniowania;
- przy wzroście mocy elektrycznej wcześniejsze widmo o wyraźnym kształcie widma atomowego (dyskretnego) charakterystycznego dla metali tworzących napełnienie jarznika, przechodzi w widmo ciągłe;
- zwiększa się emisja z poziomów o mniejszym prawdopodobieństwie leżących w długofalowej części widma;
- procesy absorpcji linii optycznie szerokich, rezonansowych i nierezonansowych prowadzą do zaniku dominującej roli tych linii w widmie w wyniku spadku wartości ich natężenia i przekazaniu energii w inne obszary widma;
- zderzenia drugiego rodzaju prowadzą do osłabienia natężenia promieniowania;
- zmienia się kształt widma i barwa emitowanego promieniowania;
- zwiększenie mocy lampy poprzez zwiększenie prądu lampy (dławik o większym prądzie) generalnie zwiększa natężenie krótkofalowej części widma;
- zwiększenie mocy poprzez wzrost napięcia na lampie zwiększa emisję w obszarze długofalowym.

Powyższe wnioski pozwoliły na wyselekcjonowanie z całej partii lamp czterech lamp o numerach 984 (**Tm;CsJ;CeJ<sub>3</sub>;InJ**); 006 (**CsJ;GdJ<sub>3</sub>;SmJ<sub>3</sub>**); 016 (**Tm;CsJ;GdJ<sub>3</sub>;SmJ<sub>2</sub>**) i 035 (**CsJ; SmJ<sub>2</sub>;LuJ<sub>3</sub>;FeJ**) o parametrach spektralnych najbardziej zbliżonych do założonego światła dziennego. Zostały one poddane dalszym badaniom nad zmianami ich rozkładów widmowych pod wpływem zmian warunków wyładowania (załącznik nr 8). Lampy te zbadano również na zgodność z wymaganiami CIE dotyczącymi symulatorów światła dziennego oraz określono ich parametry barwowe takie jak temperatura barwowa, ogólny i szczegółowe wskaźniki oddawania barw, współrzędne trójchromatyczne i równomierne.

Lampa o numerze 016 o napełnieniu składającym się z tulu (Tm), jodku cezu (CsJ), jodku gadolinu (GdJ<sub>3</sub>) oraz jodku samaru (SmJ<sub>2</sub>), najbardziej spełniła wymagania dotyczące promieniowania światła dziennego.

Jednocześnie w trakcie analizy rozkładów widmowych uzyskiwanych z lamp stwierdzano bardzo silne pochłanianie promieniowania ultrafioletowego przez balon zewnętrzny lampy. Proces ten prowadzi do znacznego osłabienia składowej fluoryzującej w widmie promieniowania i tym samym odstępstw od

odwzorowywania promieniowania dziennego w obszarze nadfioletu. Problem ten próbowano rozwiązać zmieniając rodzaj szkła balonu. Wyniki przedstawia załącznik nr 5.

## 7. METODA CIE OCENY PRZYDATNOŚCI SZTUCZNYCH ŹRÓDEŁ ŚWIATŁA JAKO SYMULATORY ŚWIATŁA DZIENNEGO

---

Wg zaleceń CIE podstawowym iluminantem reprezentującym fazę światła dziennego o temperaturze barwowej najbliższej 6504 K jest iluminant  $D_{65}$  [1], [2]. Międzynarodowa Komisja Oświetleniowa wprowadzając iluminant typu D nie podała niestety żadnych wskazówek co do sposobu jego realizacji.

Wymagania teoretyczne dla iluminantu  $D_{65}$  zalecone przez CIE nie są w pełni realizowane przez żadne znane sztuczne źródło światła, ze względu na znaczne różnice we względnych rozkładach widmowych tych źródeł i iluminantów światła dziennego. Praktycznie realizacja iluminantu odbywa się poprzez sztuczne źródła światła zwane symulatorami światła dziennego o względnych rozkładach widmowych zbliżonych w różnym stopniu do rozkładu widmowego iluminantu. CIE opracowała również metodę oceny przydatności sztucznych źródeł do celów kolorymetrycznych zwanej kategoryzacją symulatorów światła dziennego.

Metoda oceny jakości [1] symulatora światła dziennego polega na użyciu zestawu par próbek fluoryzujących i niefluoryzujących, o ustalonych widmowych współczynnikach luminancji energetycznej, które dla iluminantu D i obserwatora kolorymetrycznego normalnego dodatkowego są parami próbek metamerycznych, tzn. mają identyczną barwę. Próbki tworzące parę po oświetleniu ich źródłem badanym będą różnić się barwą. Wartości tych różnic obliczone dla przestrzeni barw CIE 1976  $(L_{10}^* a_{10}^* b_{10}^*)$  lub CIE 1976  $(L_{10}^* u_{10}^* v_{10}^*)$  umożliwiają wyznaczenie dwóch wskaźników  $MI_{VIS}$  i  $MI_{UV}$ . Wskaźniki te służą do klasyfikowania źródeł nadających się do stosowania jako symulatory światła dziennego przez ocenę ich widma w obszarze nadfioletu i w obszarze widzialnym. Każdy symulator określany jest przez podanie dwóch liter, z których pierwsza wyznacza kategorię w odniesieniu do części widzialnej widma a druga w odniesieniu do części nadfioletowej.

W zakresie widzialnym stosuje się 5 par próbek, których wartości współczynników luminancji energetycznej podane są dla iluminantów  $D_{55}$ ,  $D_{65}$  i  $D_{75}$ , co 5 nm w zakresie widmowym 400 – 700 nm, oraz 3 pary próbek dla zakresu

nadfioletu w zakresie widmowym 300 – 700 nm. Źródeł o wysokim poziomie emisji poniżej 300 nm nie uznaje się za symulatory światła dziennego.

Miarą jakości symulatora dla wymienionych iluminantów są wartości wskaźników:

$$MI_{VIS} = \frac{\sum_{i=1}^5 \Delta E_i}{5} \quad \text{dla zakresu widzialnego}$$

$$MI_{UV} = \frac{\sum_{i=1}^3 \Delta E_i}{3} \quad \text{dla nadfioletu}$$

gdzie  $\Delta E_i$  jest różnicą barw dla  $i$ -tej próbki w przestrzeni barw CIE 1976 ( $L_{10}^* a_{10}^* b_{10}^*$ ) lub ( $L_{10}^* u_{10}^* v_{10}^*$ ).

W tabeli 2 przedstawiono kategorie symulatorów światła dziennego.

**TABELA 2**  
Kategorie symulatorów światła dziennego

Wskaźniki $MI_{VIS}$ i $MI_{UV}$		Kategoria
CIE $L_{10}^*, a_{10}^*, b_{10}^*$	CIE $L_{10}^*, u_{10}^*, v_{10}^*$	
< 0,25	< 0,32	A
0,25 – 0,50	0,32 – 0,65	B
0,50 – 1,0	0,65 – 1,30	C
1,0 – 2	1,30 – 2,6	D
> 2,0	> 2,6	E

## 8. WYNIKI UZYSKANE W TRAKCIE PRAC EKSPERYMENTALNYCH

Wartości funkcji kolorymetrycznych na podstawie których klasyfikowano jakość uzyskiwanych symulatorów światła dziennego przedstawiono w tab. 3.

Wartości wskaźników oddawania barw dla wybranej lampy 016 przedstawiono w tab. 4.

TABELA 3

Nr lampy	Składowe trójchromatyczne	Współrzędne równomierne	Wskaźniki $MI_{VIS}$ i $MI_{UV}$	Próbki VIS i UV	$\Delta E$
984	$X_{10} - 98,50$ $Y_{10} - 100$ $Z_{10} - 81,21$	$u_{10} - 0,2189$ $v_{10} - 0,4885$	$MI_{VIS} = 1,02$ $MI_{UV} = 1,34$	1-1,17 2- 0,56 3-1,14 4- 0,99 5-1,24	0,025
006	$X_{10} - 94,2$ $Y_{10} - 100$ $Z_{10} - 113,37$	$u_{10} - 0,1948$ $v_{10} - 0,4653$	$MI_{VIS} = 0,748$ $MI_{UV} = 0,96$	1-0,945 2- 1,06 3- 0,346 4- 1,055 5-0,331	0,005
035	$X_{10} - 92,01$ $Y_{10} - 100$ $Z_{10} - 97,6$	$u_{10} - 0,1952$ $v_{10} - 0,4774$	$MI_{VIS} = 1,00$ $MI_{UV} = 1,2$	1-1,2 2-1,2 3-0,708 4-1,299 5-0,633	0,008
016	$X_{10} - 97,54$ $Y_{10} - 100$ $Z_{10} - 111,4$	$u_{10} - 0,2019$ $v_{10} - 0,4659$	$MI_{VIS} = 0,42$ $MI_{UV} = 0,73$	1-0,18 2-0,75 3-0,63 4-0,65 5-0,77	0,005

Dla wybranej lampy o numerze 016 określono wskaźniki oddawania barw: ogólny i szczegółowe.

Szczegółowe wskaźniki oddawania barw są miarą różnicy postrzegania barw 14 wzorcowych barwnych próbek (metamerów), przy zmianie oświetlenia ze źródła odniesienia (iluminantu) na źródło badane [3]. Wartość szczegółowego wskaźnika równa 100 oznacza brak różnic w postrzeganiu barwy.

Wskaźnik ogólny powyżej 90 wskazuje na bardzo dobre właściwości oddawania barw przez badane źródło światła. W odniesieniu do lamp wyładowczych wysokopiętnych produkowanych przez renomowane firmy wskaźnik ten osiąga wartość co najwyżej 90.

TABELA 4

Lampa nr 016	
Szczegółowe wskaźniki oddawania barw	
Próbka 1	95,88
Próbka 2	96,90
Próbka 3	99,18
Próbka 4	94,85
Próbka 5	95,32
Próbka 6	95,72
Próbka 7	98,33
Próbka 8	99,42
Próbka 9	97,21
Próbka 10	95,71
Próbka 11	92,84
Próbka 12	94,89
Próbka 13	97,29
Próbka 14	99,24
Ogólny wskaźnik oddawania barw	
97,3	

## 9. PODSUMOWANIE

---

Efektom wykonanej pracy jest opracowanie metodyki kształtowania rozkładów widma emisyjnego wysokoprężnych lamp wyładowczych metalohalogenkowych. Metodykę oparto na współzależnościach cech konstrukcyjnych lampy wyładowczej oraz na głęboko rozpoznanych właściwościach zjawisk fizycznych i procesów chemicznych zachodzących w plazmie jarznika lampy. Są to:

- napełnienie chemiczne jarznika;
- warunki zasilania w jakich następuje wyładowanie;
- rodzaj materiału, z jakiego lampa została wykonana.

W wyniku przeprowadzonych prac uzyskano następujące rezultaty:

- wyodrębniono grupę metali, których odpowiednia kombinacja pozwala uzyskiwać widmo emisyjne w znacznym stopniu odwzorowujące światło dzienne  $D_{65}$ ;
- przeanalizowano mechanizmy rządzące procesem wyładowczym, których znajomość pozwala optymalizować warunki wyładowania dla uzyskania światła dziennego;
- przeprowadzono badania nad materiałami balonu zewnętrznego lampy, które doprowadziły do wniosku, że niezbędne jest zastosowanie szkła ograniczającego w mniejszym stopniu emisję krótkiego nadfioletu niż dotychczas stosowane balony z typowego szkła twardego (barokrzemowego);
- opracowano i wykonano model wysokoprężnej lampy wyładowczej – symulatora światła dziennego  $D_{65}$  o kategorii BC;
- uzyskano model lampy charakteryzujący się bardzo wysokim ogólnym wskaźnikiem oddawania barw  $R_a > 97$ , oraz bardzo wysokimi wskaźnikami szczegółowymi. Dla porównania wskaźniki uzyskiwane dla tego typu lamp przez renomowane firmy światowe wynoszą około 90.

## LITERATURA

1. PN-91/E-04042/02: „Pomiary promieniowania optycznego. Pomiary kolorymetryczne. Iluminanty i źródła normalne”.
2. PN-91/E-04042/01: „Pomiary promieniowania optycznego. Pomiary kolorymetryczne. Postanowienia ogólne”.



3. J. Mielicki: „Zarys wiadomości o barwie”. Łódź, 1977.
4. L. Hemka, A.Mańk. B. Mańk: „Uogólnione wzory na kategorię symulatora promieniowania dziennego”. Referat wygłoszony na konferencji Kolorymetrycznej KSK 2001 Szczyrk, maj 2001.
5. W. Grotrian: „Graphische Darstellung der Spektren von Atomen und Ionen”. Berlin, 1992.
6. G.S. Landsberg: „Tablice linie spektralnych”. Moskwa, 1977.
7. Ch. Corliss, W. Bozman: „Prawdopodobieństwa przejść i siły oscylatorów”. Nowy Jork, 1968.
8. W. Lochte – Holtgreven: „Plasma diagnostics” Amsterdam, 1968.
9. T. Kanabus, M. Jagusztyn–Buze: „Zastosowanie metod spektroskopii emisyjnej do badania lamp wyładowczych”. Prace statutowe COBR-Polam, sprawozdanie nr 729, Warszawa, 1986.
10. L. Hemka, M. Rafałowski: „Sposoby wyznaczania parametrów fizycznych plazmy wysokociśnieniowej, warunkujące parametry eksploatacyjne lampy wyładowczej”. Zeszyty Naukowe nr 16, Politechnika Białostocka, 2001.
11. L. Hemka, K. Jackiewicz: „Wysokoprężne lampy wyładowcze z domieszkami metali ziem rzadkich jako symulatory światła dziennego”. Referat wygłoszony na IV Sympozjum Kolorymetrycznym KSK2000, Ciechocinek, maj 2000r.
12. M. Rafałowski, L. Hemka: „Wpływ chemicznego napełnienia i geometrii jarznika na charakterystyki widmowe i eksploatacyjne wysokoprężnych lamp wyładowczych” Zeszyty Naukowe nr 16, Politechnika Białostocka, 2001.
13. Finkenburg, Meacker: „Handbuch der Physik”.
14. L. Hemka: „Zmiany parametrów i eksploatacyjnych lamp wyładowczych w zależności od napięcia sieci”. Referat wygłoszony na XI Konferencji Oświetleniowej.
15. L. Hemka, L. Piotrowski: „Model symulatora światła dziennego wykonany z wysokoprężnych lamp wyładowczych”. Referat wygłoszony na VI Sympozjum Kolorymetrycznym KSK2003, Białowieża, czerwiec 2003.
16. Waymouth John F.: „Electric discharge lamps”. Wyd. Energija, Moskwa, 1977.
17. J. Dereń, J. Haber, R. Pampuch: „Chemia ciała stałego”.

Rękopis dostarczono, dnia 02.04.2004 r.

Opiniował: **prof. dr hab. inż. Krystyn Pawluk**

HIGH – PRESSURE METAL – HALOGENIDE LAMP  
WITH SPECTRAL DISTRIBUTION  
SIMULATING DAYLIGHT

Lucyna HEMKA, Ryszard ŁUKASIAK,  
Lech PIOTROWSKI

**SUMMARY** *The paper presents a report on research work concerning developing methods of shaping the emission spectrum of high pressure metal halide discharge lamp based on variation of the following three parameters:*

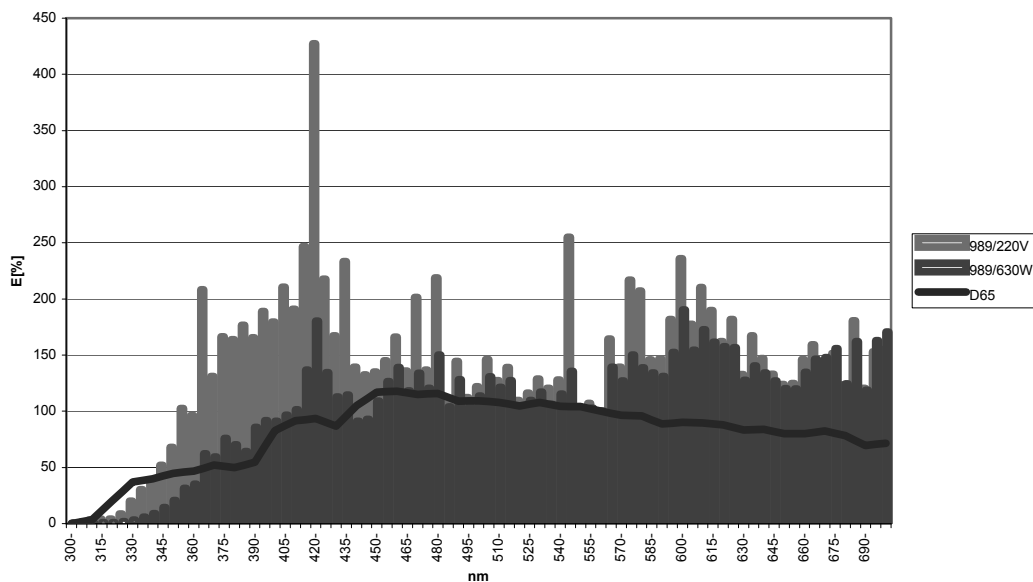
- *choice of chemical filling of the are tube*
- *establishing the optimum discharge conditions, and*
- *choice of materials constituting the lamp structure.*

*During completion of the task the present Authors succeeded in obtaining a near optimum composition of metals which the filling of the are tube, in analysing processes occurring in the discharge arc which essentially affect the emission spectrum, as well as in determining the proper kind of the outer baloon glass of the lamp.*

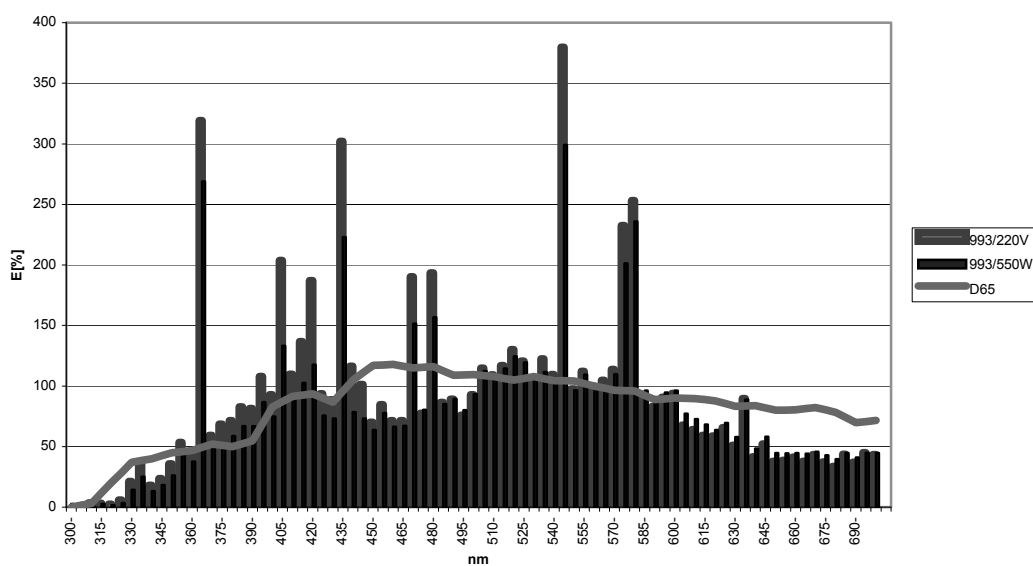
*Technological, design and metrological work carried out in the cours of the task realization lead to developing a model of a lamp simulating daylight of the BC category with a very high colour rendering index ( $R_a < 97$ ).*

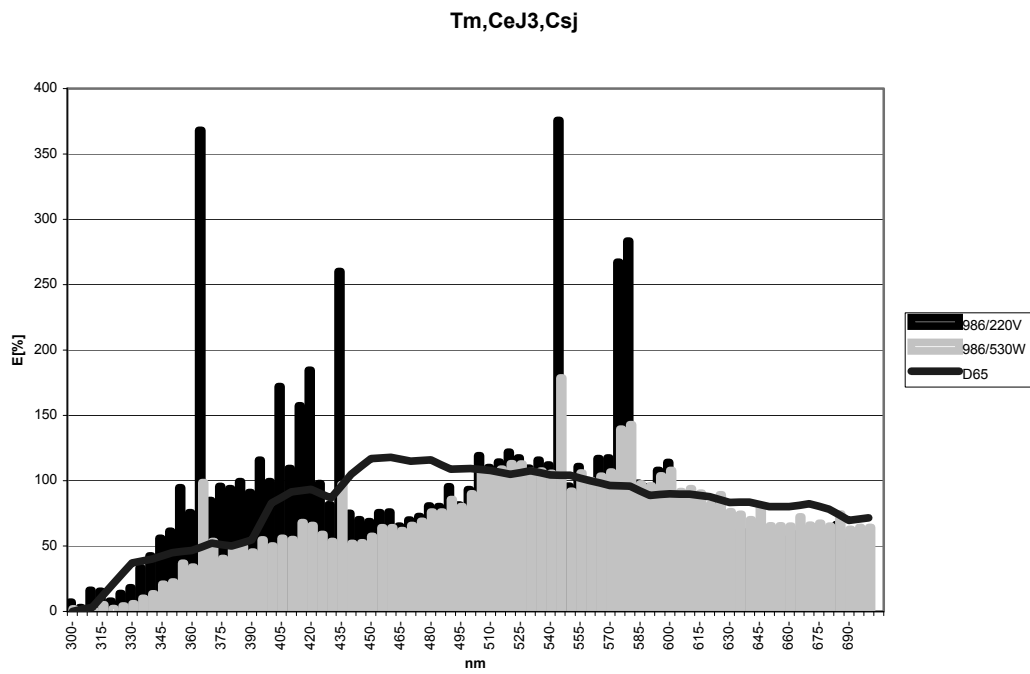
Załącznik 1

Tm, LuJ3, Zn, CsJ



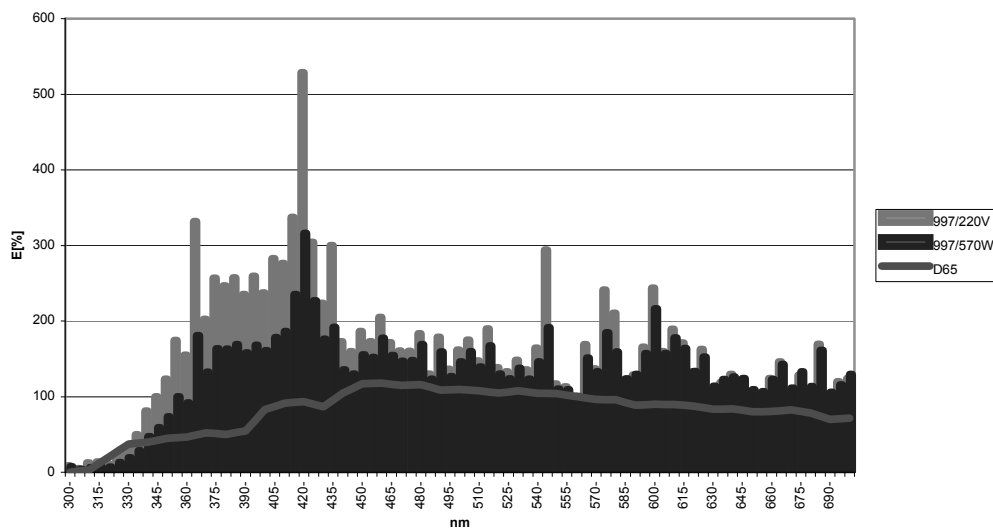
CsJ; CeJ3; ZnJ



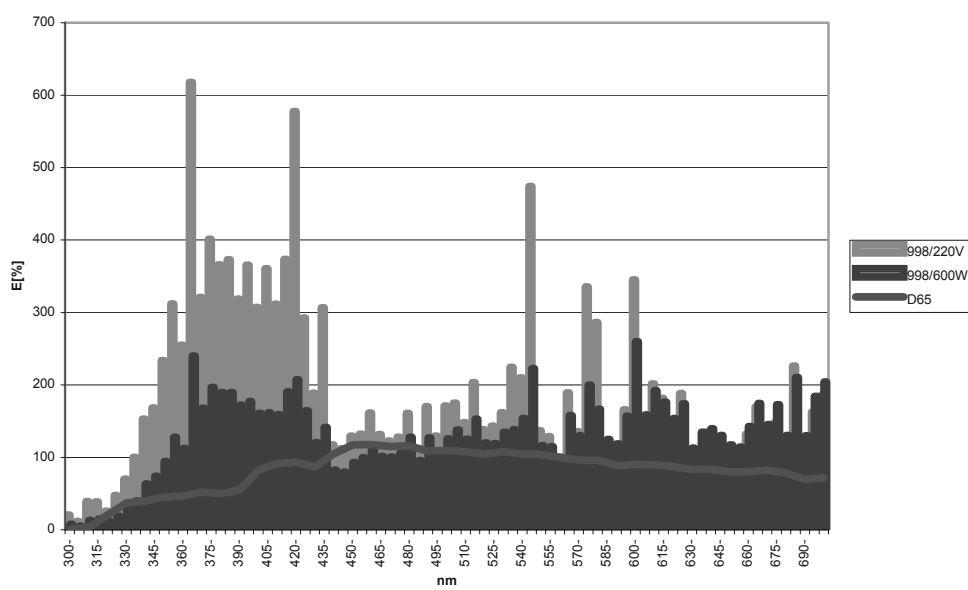


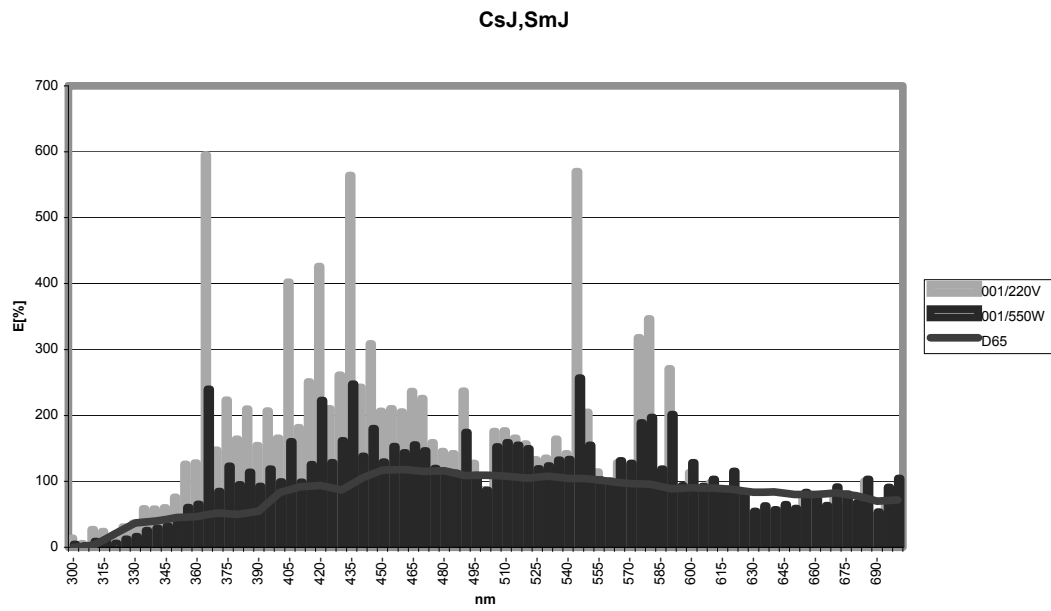
Załącznik 2

Tm,CsJ,LuJ3



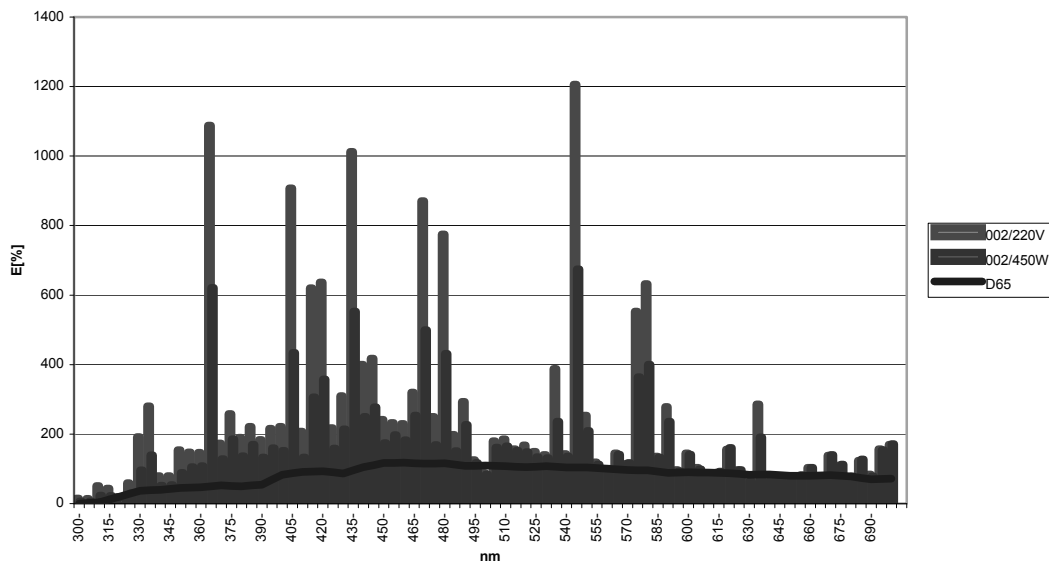
CsJ,LuJ3



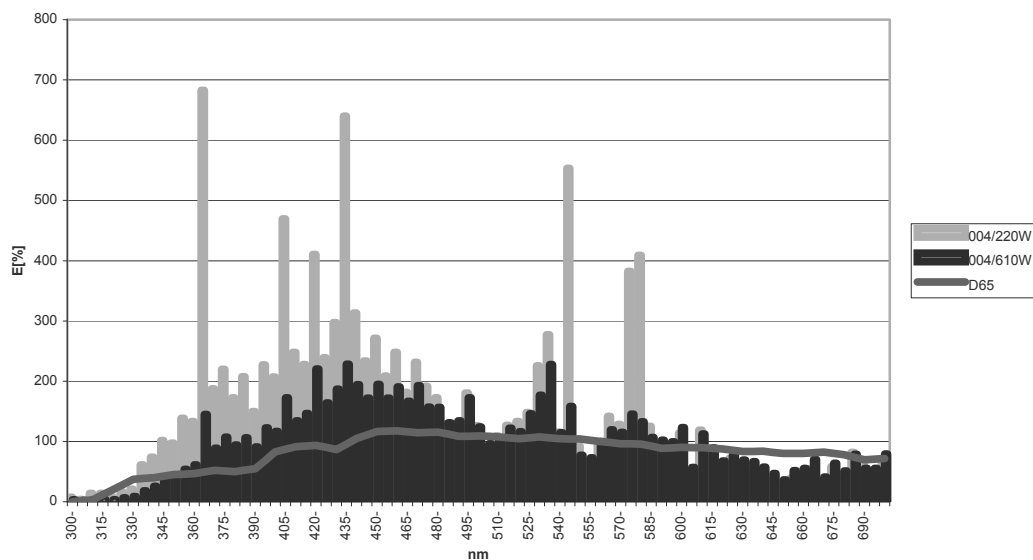


Załącznik 3

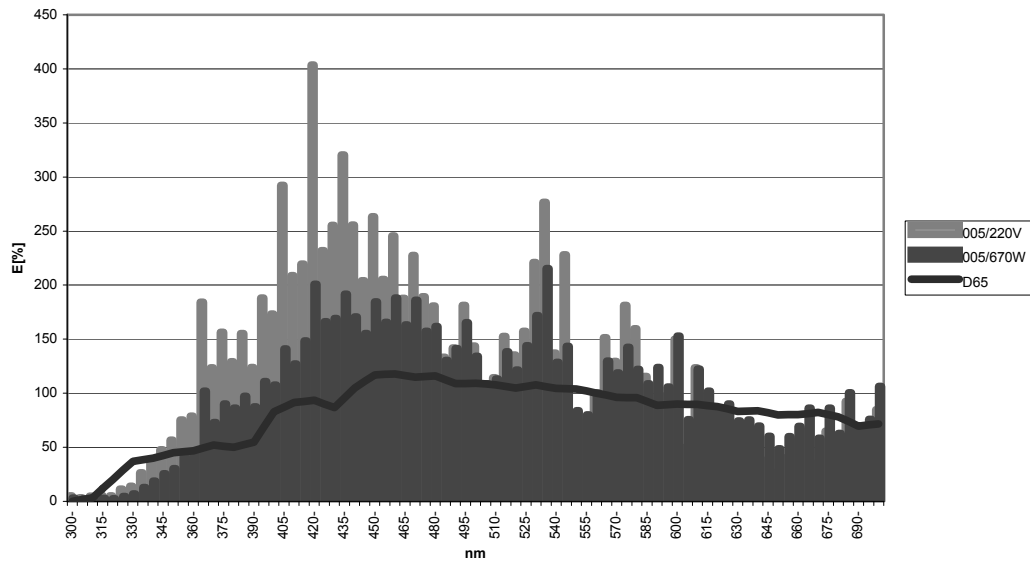
CsJ,SmJ,Zn



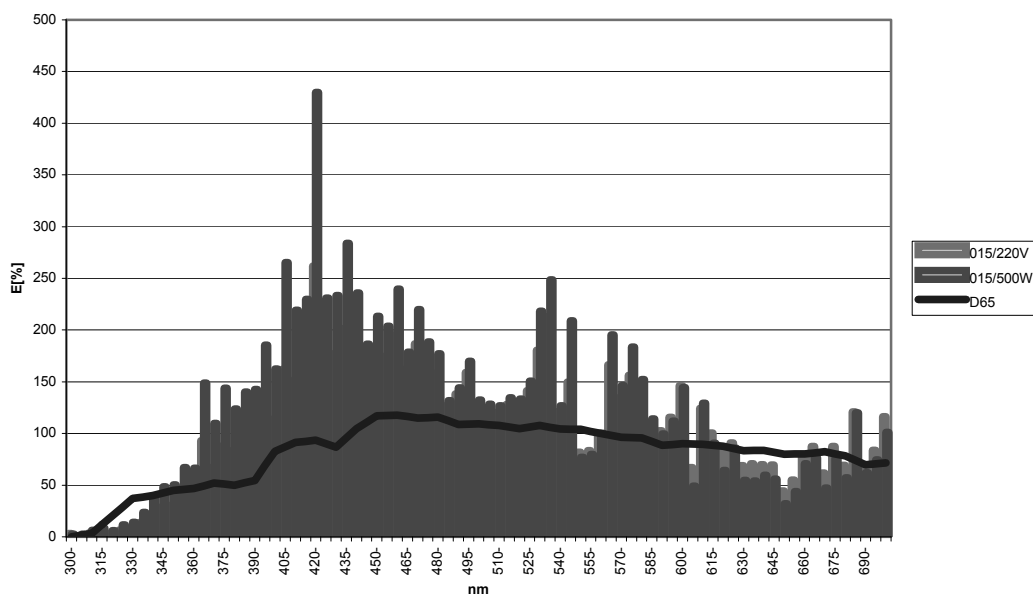
CsJ,GdJ3



CsJ,GdJ3,LuJ3



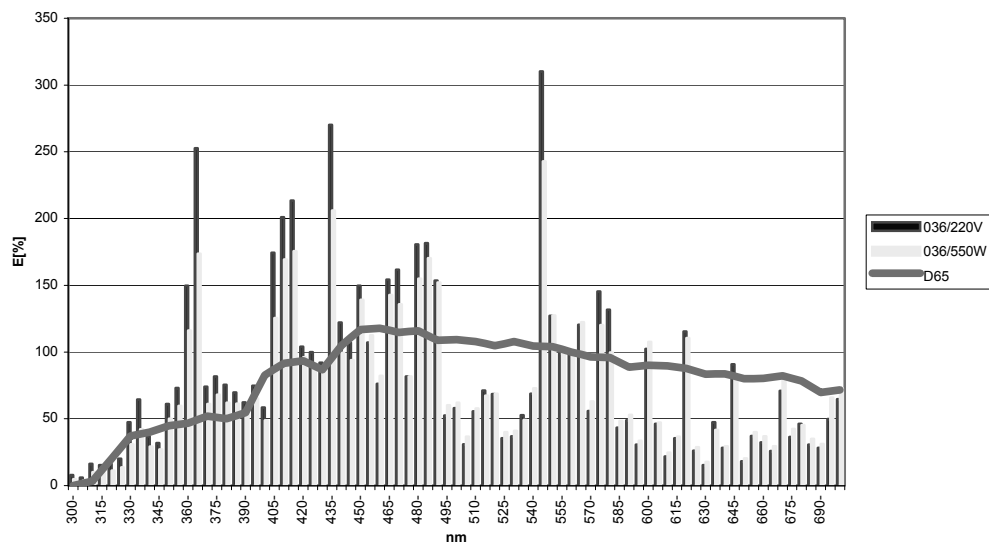
Tm,CsJ,GdJ3



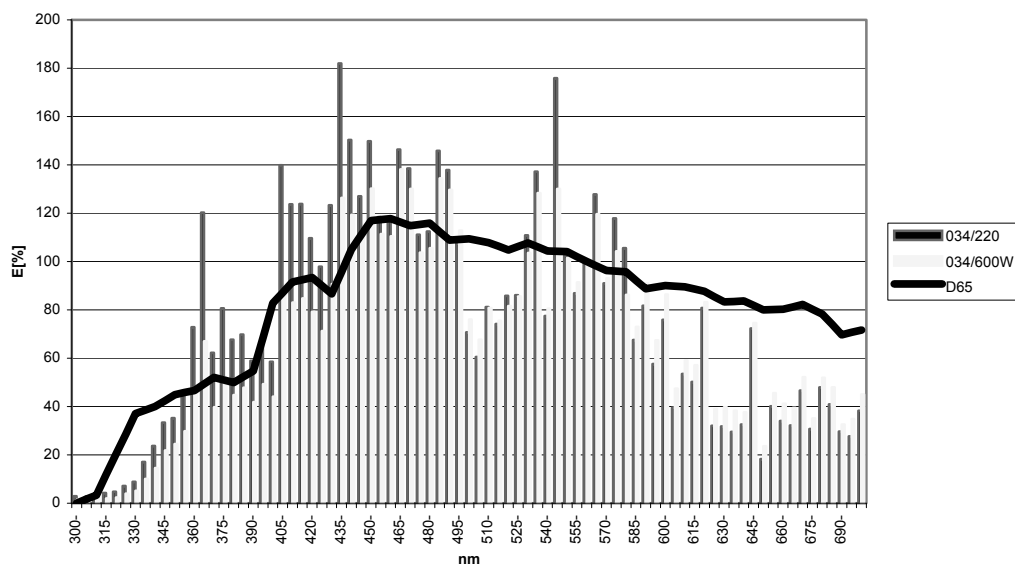


Załącznik 4

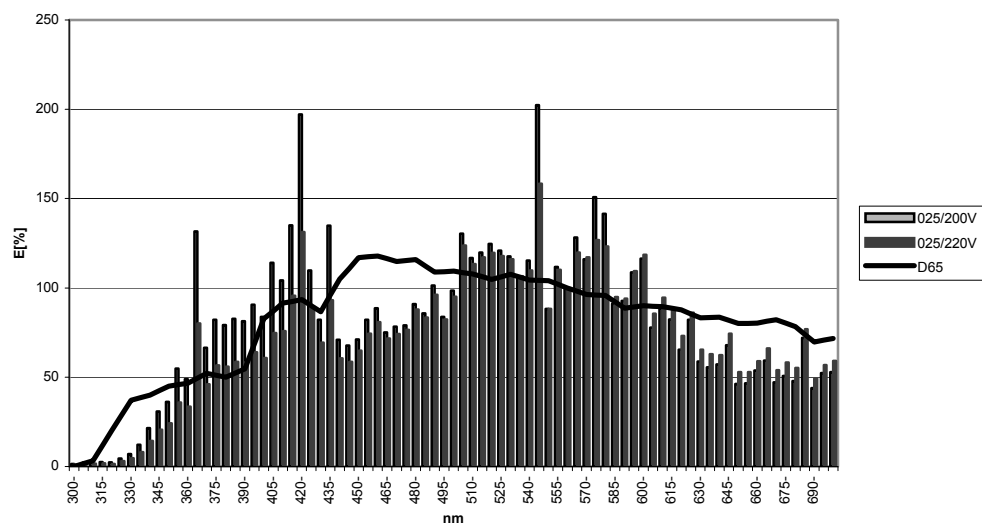
CsJ,LuJ3,ZnJ3



Tm,CsJ,SmJ2,GdJ,FeJ3

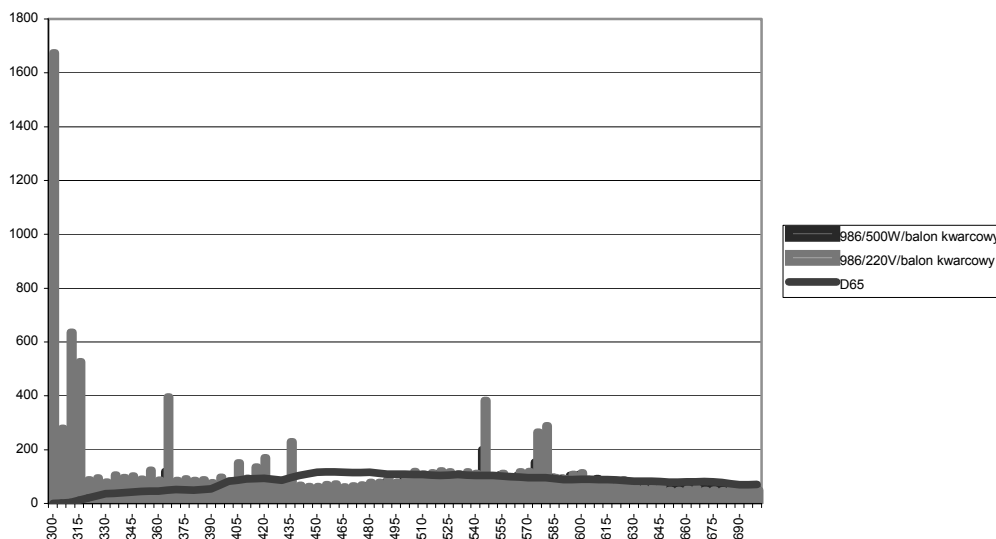


## Tm,CsJ,CeJ3

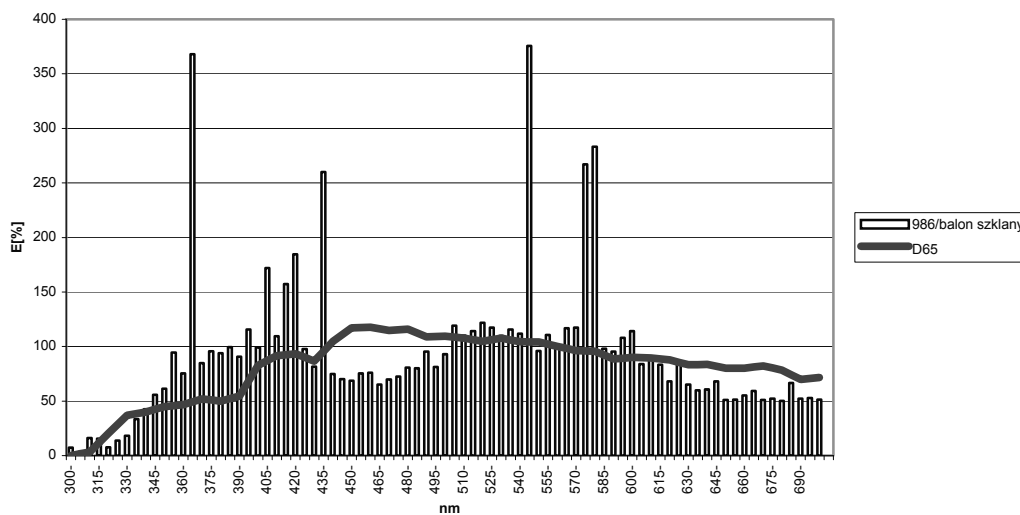


Załącznik 5

Balon ze szkła kwarcowego

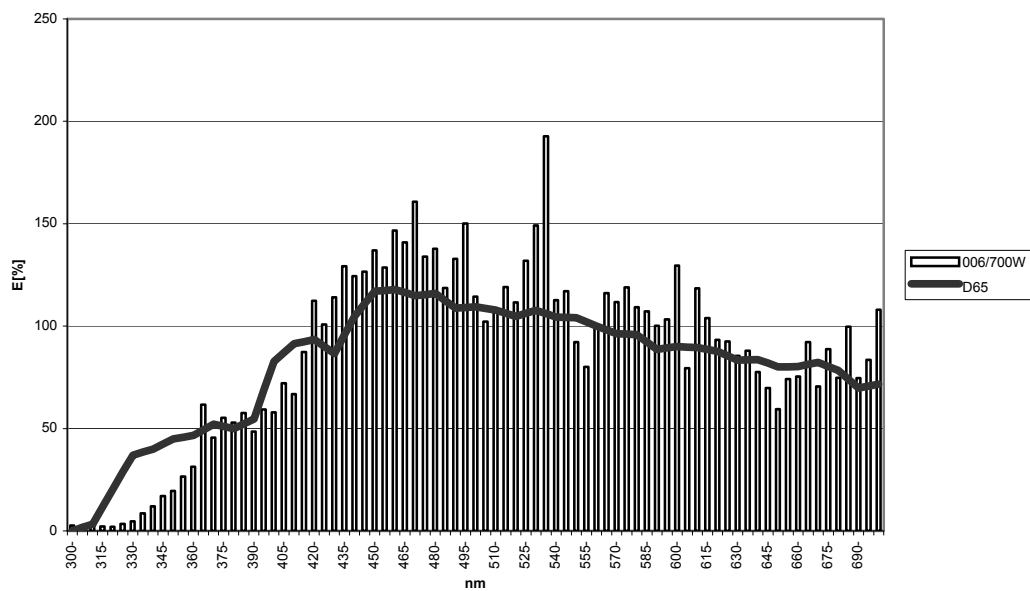
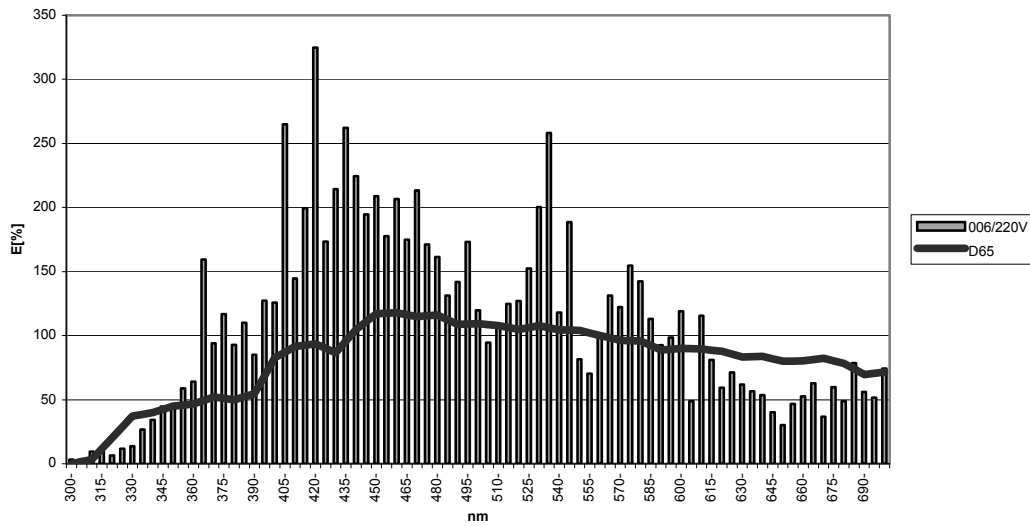


Balon ze zwykłego szkła



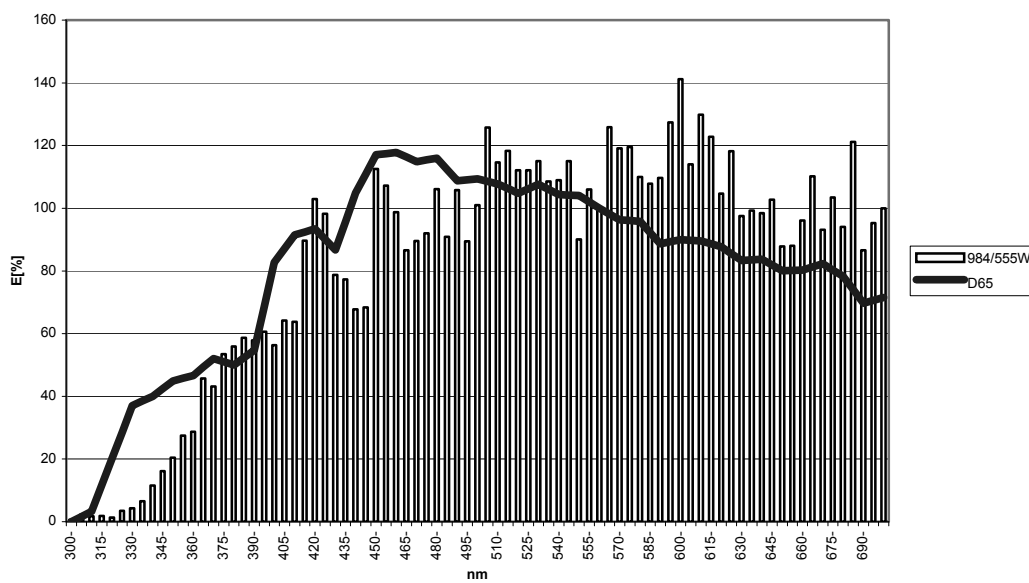
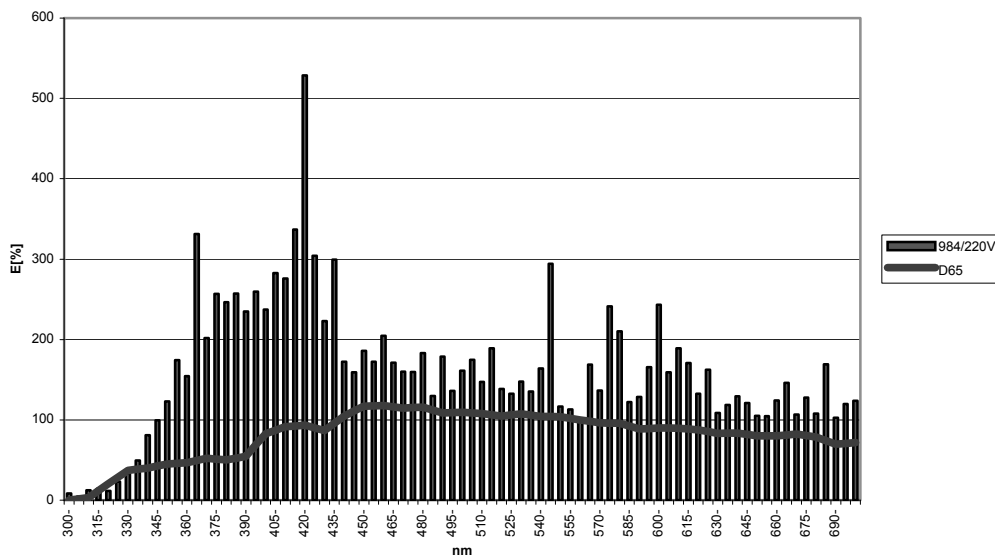
## Załącznik 6

CsJ,GdJ3,SmJ3

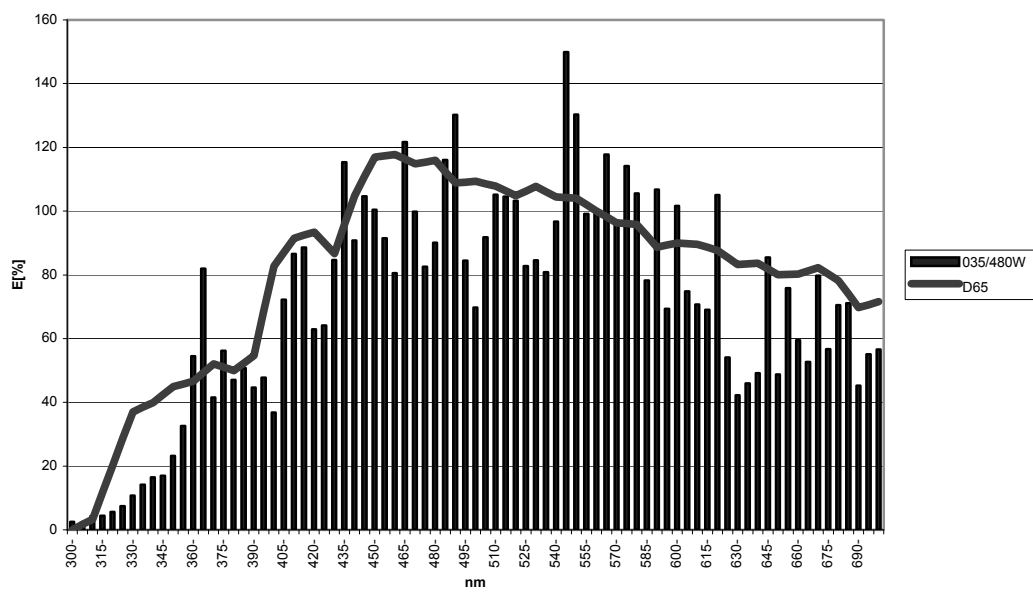
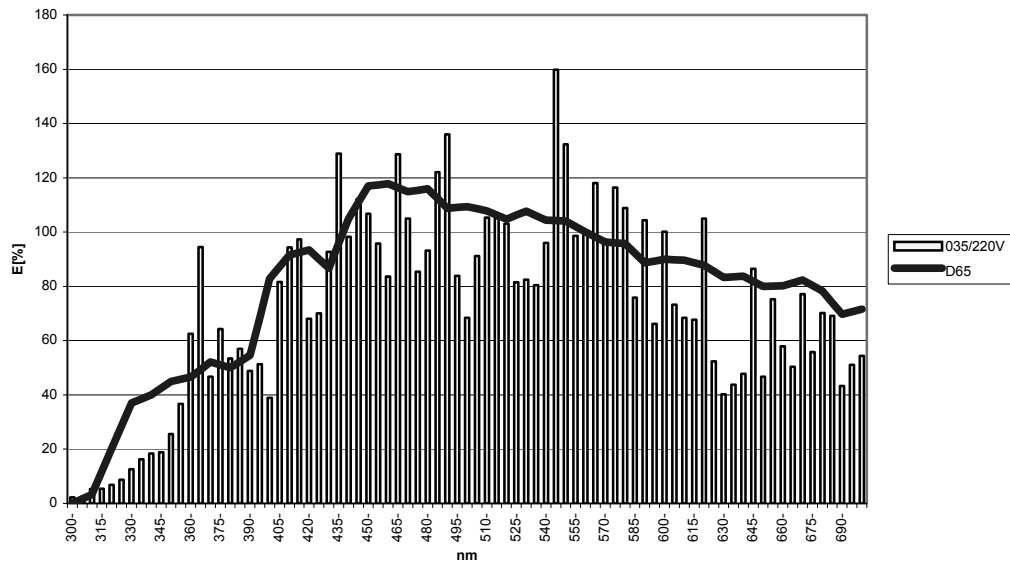


Załącznik 7

Tm,CsJ,CeJ3,InJ

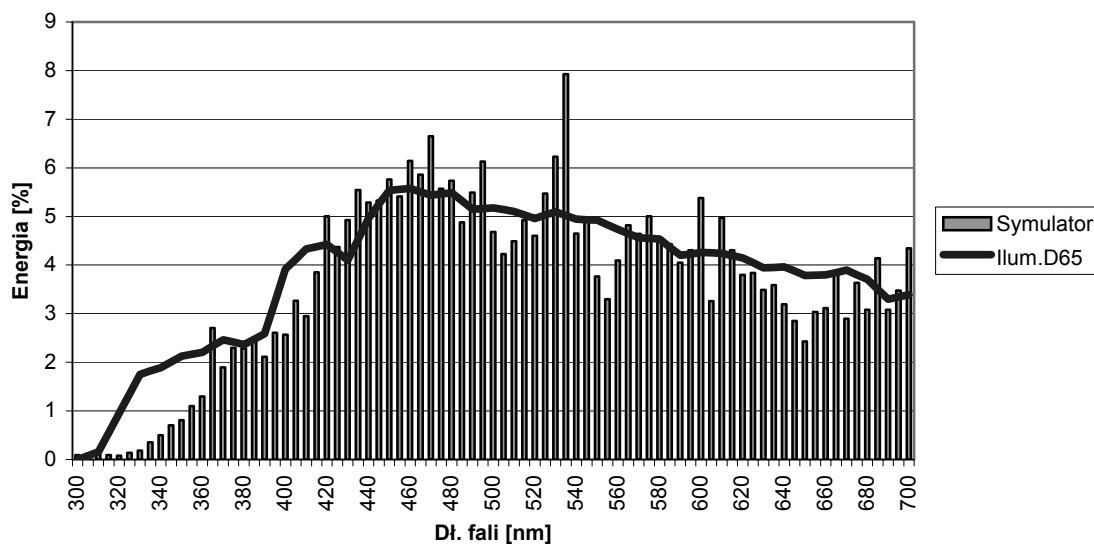


CsJ,SmJ2,LuJ3,FeJ2

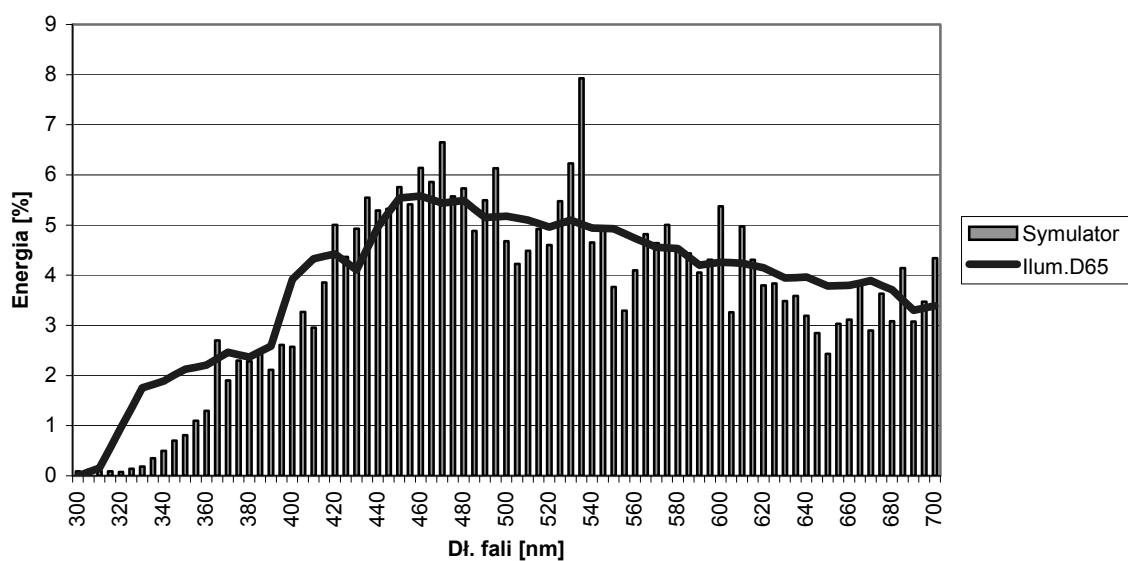


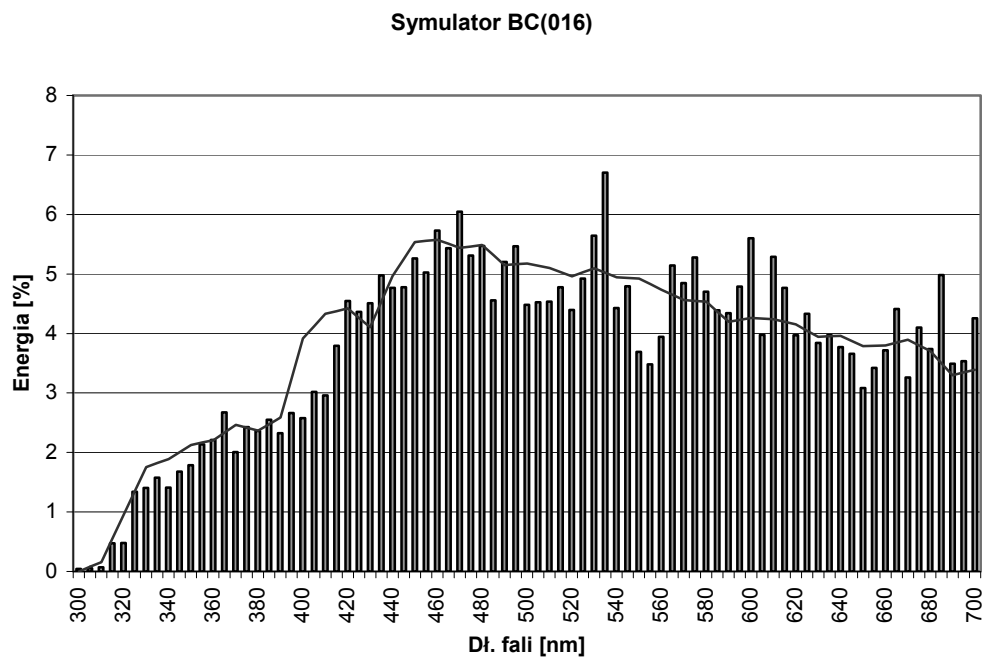
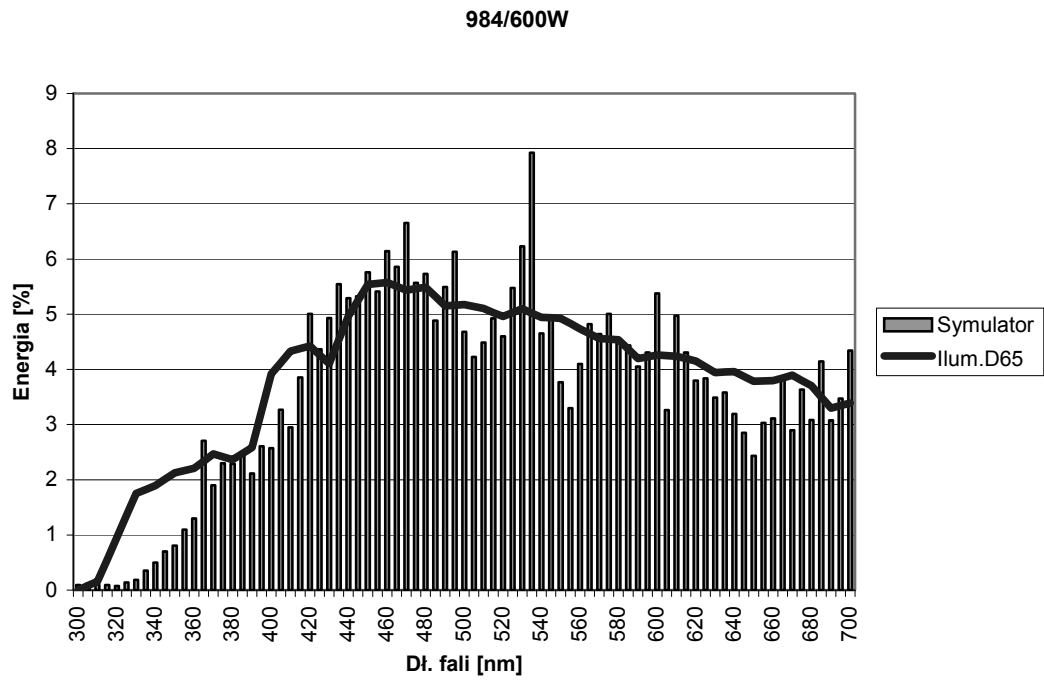
Załącznik 8

006/650W



035/480W







**Dr Lucyna Hemka** ukończyła Wydział Matematyczno – Fizyczno – Chemiczny na Uniwersytecie Łódzkim, kierunek fizyka doświadczalna, specjalność fizyka promieniowania kosmicznego. Od 1982 pracowała w Centralnym Ośrodku Badawczo – Rozwojowym „POLAM”, a po jego likwidacji w 2001 r. podjęła pracę w Instytucie Elektrotechniki. Jest autorką i współautorką około trzydziestu publikacji i referatów na Konferencje i Sympozja Naukowe. 25 listopada 2004 r. obroniła doktorat na Politechnice Białostockiej w Katedrze Promieniowania Optycznego Wydziału Elektrycznego. Główne zainteresowania zawodowe to: badanie widm emisyjnych źródeł promieniowania, pomiary spektrometryczne i fotometryczne, prace nad zastosowaniem promieniowania optycznego i badanie jego destruktywnego wpływu na człowieka i materię, odnawialne źródła energii, zagadnienia związane z technologią wysokoprężnych lamp wyładowczych.



**Mgr inż. Ryszard Łukasiak** urodzony w 1950 r. W roku 1974 ukończył Wydział Elektryczny Politechniki Warszawskiej ze specjalnością: technika świetlna. Od 1973 r. pracował w Centralnym Ośrodku Badawczo – Rozwojowym „POLAM”, a po jego likwidacji od 2001 r. zatrudniony w Instytucie Elektrotechniki w Warszawie. Autor ponad dwudziestu prac naukowo-badawczych i rozwojowych. Główny obszar zainteresowań zawodowych: konstrukcja, technologia i zastosowania halogenkowych źródeł światła oraz halogenkowych i rtęciowych promienników nadfioletu.

**Inż. Lech Piotrowski** ukończył Wydział Elektryczny Politechniki Warszawskiej na kierunku Technika Świetlna. Pracę zawodową rozpoczął w 1968 r. najpierw w Zakładach Wytwórczych Lamp Elektronowych, a następnie w Centralnym Ośrodku Badawczo – Rozwojowym „POLAM”, gdzie pracował aż do jego likwidacji w 2001 r. W tym samym roku podjął pracę w Instytucie Elektrotechniki na stanowisku Kierownika Laboratorium w nowo powstałym Zakładzie NTS. Jest współautorem dwudziestu artykułów i referatów na Konferencje i Sympozja Naukowe. Główne zainteresowania zawodowe obejmują problematykę związaną z miernictwem promieniowania optycznego, badań spektrometrycznych i fotometrycznych, zagadnienia badań bezpieczeństwa i certyfikacji wyrobów elektrotechnicznych.

