
Z25 - Optyczny wzmacniacz światłowodowy EDFA

Ćwiczenie dotyczy badania zjawisk absorpcji i wzmocnienia oraz ich nasycenia w aktywnym ośrodku optycznym w postaci światłowodu, którego rdzeń domieszkowany jest jonami erbu Er^{3+} . Światłowody tego typu, zwane EDF (*ang. erbium – doped fiber*), pompowane są zewnętrznymi źródłami światła i stanowią ośrodki wzmacniające tzw. EDFA, powszechnie wykorzystywane w systemach komunikacji światłowodowej oraz w laserach dużej mocy.

Słowa kluczowe: światłowód domieszkowany erbem (EDF), emisja spontaniczna, emisja wymuszona, absorpcja, inwersja obsadzeń, nasycenie absorpcji, nasycenie wzmocnienia, równania kinetyczne, równanie transportu promieniowania, funkcja W Lamberta.

Spis treści

1	Cel ćwiczenia	2
2	Aparatura i materiały	2
3	Zasady postępowania z elementami światłowodowymi oraz zasady BHP	4
4	Przebieg pomiarów	4
4.1	Charakterystyka źródeł światła – opcjonalnie	4
4.2	Badanie właściwości absorpcyjnych światłowodu EDF	5
4.3	Badanie właściwości wzmacniających światłowodu EDF	6
5	Podstawy teoretyczne	7
5.1	Oddziaływanie światła z materią	7
5.2	Współczynniki absorpcji i wzmocnienia	8
5.3	Pompowanie optyczne i wytwarzanie inwersji obsadzeń	9
5.3.1	Pompowanie ośrodka przy braku wzmacnianego strumienia fotonów	9
5.3.2	Pompowanie ośrodka w obecności wzmacnianego strumienia fotonów	10
5.3.3	Pompowanie optyczne w układzie 3-poziomowym	11
5.4	Transport promieniowania w ośrodku aktywnym optycznie	13
5.5	Włókno domieszkowane erbem jako ośrodek wzmacniający	14
6	DODATKI	16
6.1	Procedura uruchamiania i obsługi diód laserowych firmy <i>Amonics</i>	16
6.2	Funkcja W Lamberta	17

1 Cel ćwiczenia

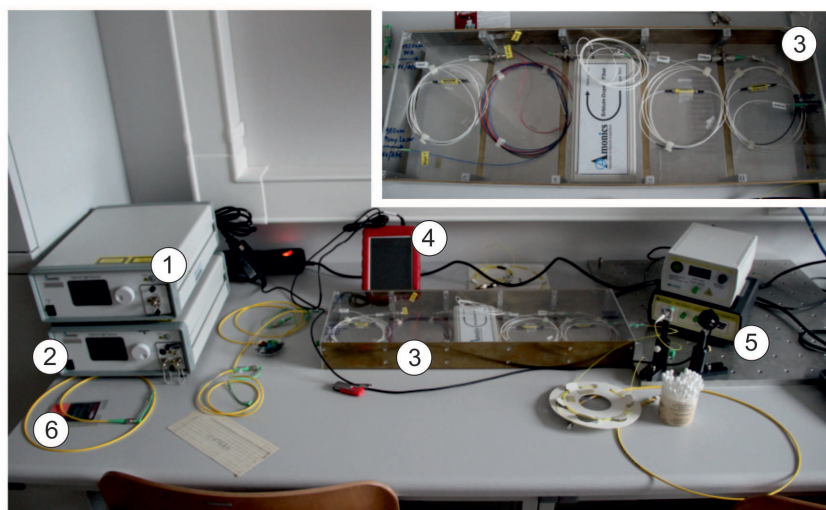
W tym ćwiczeniu zadaniem studenta jest (w zależności od ustalonego wcześniej programu):

1. Zbadanie właściwości optycznych światłowodu EDF, w tym wyznaczenie liniowego współczynnika absorpcji γ_0 dla $\lambda = 1550$ nm, wartości mocy (P_s) / natężenia (I_s) wiązki światła nasycającej współczynnik absorpcji oraz koncentracji jonów Er^{3+} jako domieszek w światłowodzie EDF.
2. Zbadanie właściwości wzmacniających włókna EDF w zależności od mocy wiązek pompującej oraz wzmacnianej/sygnałowej.

W trakcie ćwiczenia studenci zapoznają się z własnościami i zasadami działania światłowodów oraz takich elementów techniki światłowodowej jak kable światłowodowe, sprzęgacze, izolatory i cyrkulatory optyczne, multipleksery i demultipleksery. Istotne jest także nabycie umiejętności obchodzenia się i posługiwania wyżej wymienionymi elementami. Szczególny nacisk w tym ćwiczeniu położony jest na pogłębienie wiedzy z zakresu wzmacniaczy optycznych i laserów z uwzględnieniem procesów absorpcji, emisji wymuszonej i spontanicznej oraz zjawiska inwersji obsadzeń i jej nasycenia. Symulacja absorpcji i wzmocnienia wiązki sygnałowej odbywa się z wykorzystaniem równań kinetycznych (ang. *rate equations*) i równania transportu promieniowania, które opisują obsadzenia poziomów energetycznych ośrodka wzmacniającego – w tym przypadku jonów Er^{3+} w matrycy szklanej. Wyniki symulacji komputerowych są następnie porównywane z wynikami doświadczeń.

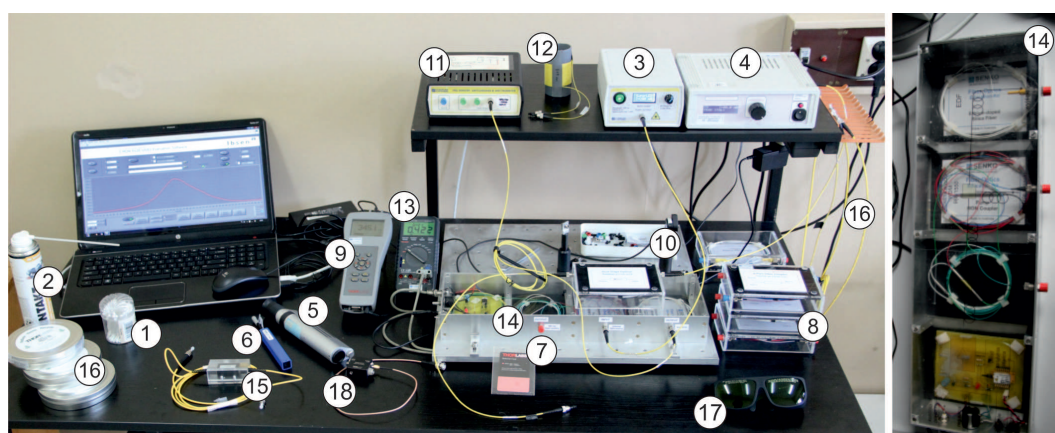
2 Aparatura i materiały

Aparatura i materiały zostały przedstawione na Rys. 1–2 i w zależności od zestawu pomiarowego, należą do nich: dioda superluminescencyjna (tzw. SLED) generująca promieniowanie w zakresie długości fal 1510–1590 nm o mocy optycznej $P \cong 500 \mu\text{W}$, laser diodowy generujący promieniowanie o długości fali $\lambda = 1550$ nm i mocy $P \cong 1$ mW, światłowód typu EDF o długości $L = 10$ m (średnica rdzenia $14 \mu\text{m}$), laser diodowy generujący promieniowanie o długości fali ($\lambda = 980$ nm) do pompowania światłowodu EDF i mocy $P \cong 100$ mW, spektrometr optyczny I-MON firmy Ibsen na zakres spektralny 1500–1600 nm, osłabiacz optyczny, światłowodowa siatka Bragga, 3- i 4-portowe sprzęgacze światłowodowe, multiplekser WDM 980nm/1550nm, cyrkulator światłowodowy, izolator optyczny, światłowodowe osłabiacze światła, mikroskop do oceny jakości końcówek światłowodów, kable światłowodowe, miernik mocy lasera, fotodioda InGaAs (800–1700 nm) z wejściem światłowodowym, miliwoltomierz, zestaw do czyszczenia elementów światłowodowych, okulary ochronne na zakres 800–1600 nm oraz komputer do sterowania spektrometrem i akwizycji danych.



- | | |
|--|--|
| 1. laser diodowy (pompujący) 980 nm | 4. miernik mocy lasera |
| 2. laser diodowy 1550 nm | 5. spektrometr optyczny I-MON |
| 3. wzmacniacz światłowodowy EDF zawierający:
izolatory optyczne, światłowód EDF,
układ zwielokrotnienia falowego WDM, filtr optyczny | 6. karta wizualizująca
promieniowanie podczerwone |

Rysunek 1: Aparatura - zestaw I.



- | | | |
|---|--|--|
| 1. Waciki do czyszczenia optyki | 7. Karta konwertująca promienio-
wanie podczerwone na widzialne | 13. Multimetr |
| 2. Isopropanol | 8. Sprzęgacze, izolatory optyczne
światłowodowa siatka Bragga | 14. laser pompujący 980nm z układem
zasilania, sprzęgacz WDM, światłowód
domieszkowany erbem |
| 3. SLED | 9. Miernik mocy lasera | 15. Regulowany osłabiacz optyczny VOA |
| 4. Laser diodowy 1550nm | 10. Głowica miernika mocy | 16. Kable światłowodowe |
| 5. Mikroskop | 11. Spektrometr I-MON | 17. Okulary ochronne na zakres 800-1600nm |
| 6. Urządzenie do czyszczenia
końcówek światłowodów | 12. Światłowód | 18. Fotodioda InGaAs na zakres 800-1700nm |

Rysunek 2: Aparatura - zestaw II.

3 Zasady postępowania z elementami światłowodowymi oraz zasady BHP

Ponieważ w ćwiczeniu wykorzystywane jest promieniowanie laserowe oraz niezwykle delikatne elementy optyczne, wobec tego od studenta wymaga się stosowania do poniższych zasad.

- Nie wolno patrzeć wprost w wiązkę laserową i światłowody do których wprowadzono światło lasera, gdyż może to doprowadzić do trwałej utraty wzroku.
- Nie wolno dotykać końcówek światłowodów ani innych powierzchni optycznych, gdyż może to spowodować ich trwałe uszkodzenie.
- Końcówki nieużywanych światłowodów i wejścia elementów zestawu światłowodowego oraz spektrometrów – jeśli nie są używane – należy bezwzględnie zabezpieczać odpowiednimi zaślepkami.
- Nie zginać światłowodów w pętle o średnicy mniejszej niż 4 cm.
- Przed każdym podłączeniem sprawdzać, za pomocą mikroskopu, końcówki kabli światłowodowych i w razie potrzeby należy je przeczyszczyć. Typowe mikroskopowe obrazy końcówek światłowodu przedstawia Rys. 3.
- Uruchamianie laserów i spektrometrów może się odbywać wyłącznie za zgodą i przy obecności prowadzącego ćwiczenie.



Rysunek 3: Obrazy mikroskopowe końcówek światłowodów: a) uszkodzona - światłowód wymaga wymiany, b) zabrudzona - wymaga wyczyszczenia, c) czysta.

4 Przebieg pomiarów

Przed rozpoczęciem zasadniczej części ćwiczeń, opiekun przeprowadza krótkie szkolenie dotyczące obchodzenia się z elementami światłowodowymi, ich łączenia oraz oceny jakości końcówek światłowodów i ich czyszczenia. Ponadto, studenci zobowiązani są zapoznać się z obsługą laserów diodowych i urządzeń diagnostycznych takich jak analizator widma (spektrometr optyczny) i miernik mocy lasera, wykorzystując w tym celu dostarczone instrukcje obsługi. W dalszej kolejności, po uruchomieniu komputera, należy założyć kartotekę `d:\users\nazwisko_studenta`, w której będą zapisywane wszelkie gromadzone dane. Następnie należy uruchomić program do obsługi spektrometru I-MON (skrót na pulpicie) i zapoznać się z jego działaniem.

4.1 Charakterystyka źródeł światła – opcjonalnie

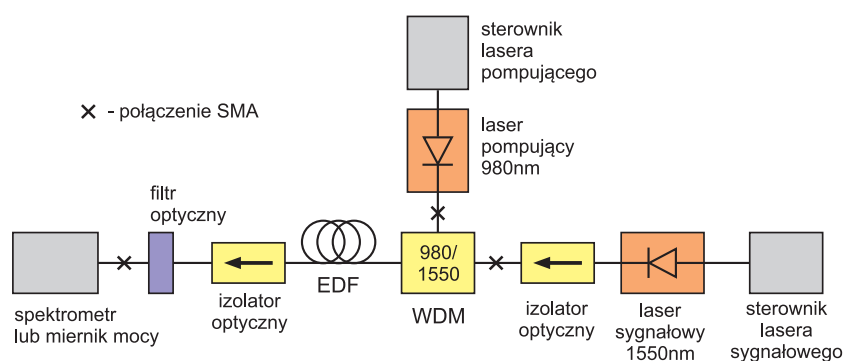
W celu określenia mocy optycznej używanych źródeł światła należy dla każdego z nich z osobna:

- zmierzyć zależność mocy optycznej od prądu zasilania używając miernika mocy lasera; maksymalne wartości prądów zasilania wynoszą
zestaw I: laser sygnałowy @1550 nm – 35.0 mA, laser pompujący @980 nm – 250 mA.
zestaw II: laser sygnałowy @1550 nm – 19.5 mA, laser pompujący @980 nm – 235 mA tj. 1.2 V na wyjściu monitorującym zasilanie diody.
Moc optyczną mierzymy na końcu zwykłego światłowodu dołączonego do wyjścia badanego lasera.
- Wyznaczyć wartości prądów progowych dla badanych diód laserowych oraz zależności funkcyjne pomiędzy ich mocą optyczną a prądem zasilania.

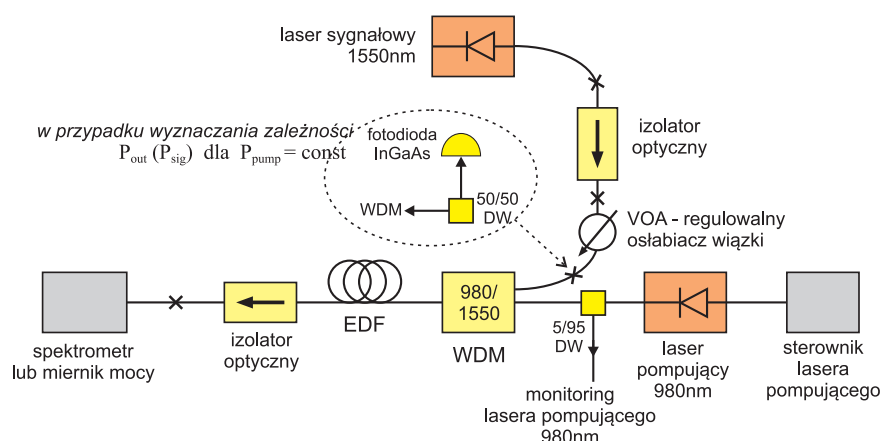
UWAGA: we wszystkich pomiarach źródła światła 1550 nm łączymy z pozostałymi elementami światłowodowymi poprzez izolator optyczny.

4.2 Badanie właściwości absorpcyjnych światłowodu EDF

Schemat układu pomiarowego został przedstawiony na rysunkach 4 (zestaw I) i 5 (zestaw II).



Rysunek 4: Schemat układu pomiarowego do badania współczynników absorpcji i wzmocnienia dla światłowodu EDF (zestaw I).



Rysunek 5: Schemat układu pomiarowego do badania współczynników absorpcji i wzmocnienia światłowodu EDF (zestaw II).

- Wykorzystując laser diodowy @1550nm, spektrometr oraz miernik mocy lasera wyznaczyć zależność sygnału optycznego na wyjściu światłowodu EDF od jego mocy na wejściu tego światłowodu.

Zastanowić się nad odpowiednią metodyką przeprowadzenia tych pomiarów, w szczególności nad problemem wiarygodnego wyznaczenia mocy wiązki na wejściu do światłowodu EDF.

- Na podstawie zmierzonych zależności wyznaczyć współczynnik absorpcji i tłumienność (w dB/m) światłowodu oraz moc i natężenie nasycenia.
- Wyliczyć koncentrację zawartych w światłowodzie EDF jonów Er^{3+} . W obliczeniach przyjąć, że przekrój czynny dla przejścia pomiędzy stanem podstawowym i wzbudzonym w strukturze energetycznej Er^{3+} o $\lambda_s = 1550 \text{ nm}$, wynosi $\sigma = 2.5 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$, średnica rdzenia światłowodu $2r = 14 \text{ }\mu\text{m}$, jego długość $L = 10 \text{ m}$, a współczynnik wypełnienia rdzenia wiązką pompującą $\Gamma = 0.4$.

4.3 Badanie właściwości wzmacniających światłowodu EDF

Układ doświadczalny został przedstawiony na rysunkach 4 (zestaw I) i 5 (zestaw II). Badania właściwości wzmacniających światłowodu EDF należy przeprowadzić w sposób opisany poniżej.

- Włączyć laser pompujący @980 nm i dla 3 różnych wartości jego mocy zarejestrować zależność mocy wiązki sygnałowej @1550nm, mierzonej na wyjściu światłowodu EDF, od jej mocy na wejściu tego światłowodu.
W przypadku zestawu I, moc optyczną lasera @1550nm regulujemy prądem zasilania diody i/lub pokrętelem 6 zaznaczonym na rysunku 15. Natomiast moc optyczną lasera @980nm regulujemy wyłącznie prądem zasilania diody. Z kolei, w przypadku zestawu II, moc optyczną lasera @980nm regulujemy prądem zasilania diody, a lasera @1550nm za pomocą regulowanego dodatkowego zewnętrznego osłabiacza wiązki VOA.
- Dla kilku wartości mocy wiązki sygnałowej @1550nm na wejściu EDF zarejestrować zależność jej mocy na wyjściu światłowodu EDF od mocy wiązki pompującej @980nm.
- Na podstawie wyników pomiarów wyznaczyć moc progową wiązki pompującej dla której wzmocnienie wynosi 0 dB.
- **opcjonalnie** – Wykonać odpowiednie symulacje numeryczne zbadanych zależności poprzez rozwiązanie układu równań kinetycznych i równania transportu promieniowania, zakładając jednocześnie trójpoziomą strukturę jonu Er^{3+} . W obliczeniach przyjąć parametry światłowodu EDF jak to podano wyżej i używając wyznaczonych wcześniej wartości koncentracji jonów Er^{3+} i mocy/natężenia nasycenia wiązki sygnałowej. Ponadto, przyjąć, że przekrój czynny na przejście pomiędzy stanem podstawowym a wzbudzonym na długości fali $\lambda_p = 980 \text{ nm}$ wynosi $\sigma = 8.85 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$.

5 Podstawy teoretyczne

Od samego powstania, w końcu lat 80-tych ubiegłego wieku, włókna domieszkowane erbem są niezwykle uniwersalnym materiałem znajdującym szereg zastosowań w szerokopasmowych źródłach światła, wzmacniaczach szerokopasmowych czy laserach przestrzajalnych.

Szerokopasmowe źródła światła znajdują zastosowanie np. w żyroskopach optycznych, tomografach optycznych lub fotometrach. Włóknowy wzmacniacz erbowy (EDFA – *erbium-doped fiber amplifier*) to z kolei pierwszy udany wzmacniacz optyczny, który zrewolucjonizował przemysł telekomunikacyjny na początku lat 90-tych. Obecnie EDFA są powszechnie używane w systemach komunikacji światłowodowej, w szczególności w systemach z podziałem długości fal (WDM – *wavelength division multiplexing*). Włóknowe lasery erbowe (EDFL – *erbium-doped fiber laser*) to dzisiaj jedne z najbardziej popularnych laserów ze względu na bardzo dobrą jakość wiązki, szeroki zakres przestrzajania długości fali, stosunkowo małe rozmiary w porównaniu z generowanymi mocami i niską cenę.

5.1 Oddziaływanie światła z materią

Rozważmy wnękę rezonansową o objętości V , w której znajduje się atom wraz z polem promieniowania o częstotliwości ν . Energie poziomów atomu przyjmują wartości E_1 dla stanu dolnego oraz E_2 dla stanu górnego. Załóżmy ponadto, że pole promieniowania jest w rezonansie z atomem, czyli $\Delta E = E_2 - E_1 = h\nu$. W takiej sytuacji możliwe są trzy scenariusze oddziaływania pomiędzy polem a atomem przedstawione na Rys. 6. Atom w stanie podstawowym może zaabsorbować foton z pola promieniowania i przejść do stanu górnego, który to proces nazywamy **absorpcją**. Gęstość prawdopodobieństwa absorpcji zależy od gęstości strumienia fotonów $\phi(\nu)$ oraz przekroju czynnego $\sigma(\nu)$ na przejście pomiędzy stanami o energiach E_1 i E_2

$$P_{ab} = \phi \cdot \sigma(\nu). \quad (1)$$

Z kolei atom w stanie górnym E_2 , pod wpływem fotonu pola promieniowania, może przejść do stanu dolnego E_1 emitując jednocześnie foton, którego własności są identyczne jak fotonu wymuszającego. Proces taki nazywamy **emisją wymuszoną**. Gęstość prawdopodobieństwa emisji wymuszonej, tak samo jak absorpcji, zależy od gęstości strumienia fotonów we wnęcie oraz od przekroju czynnego $\sigma(\nu)$

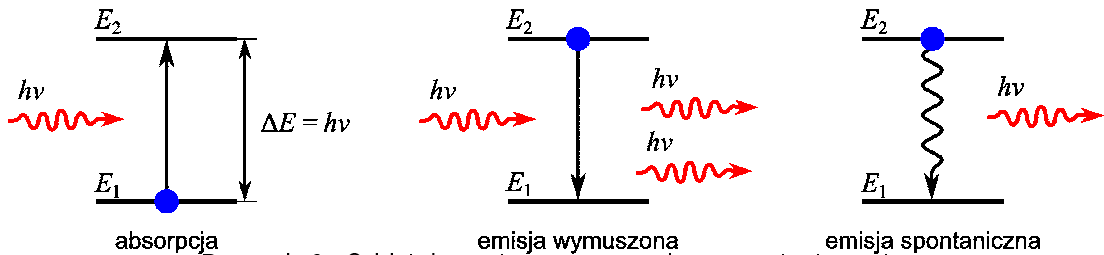
$$P_{ew} = \phi \cdot \sigma(\nu). \quad (2)$$

Ponieważ przekroje czynne na absorpcję i emisję wymuszoną są identyczne, więc

$$P_{ab} = P_{ew} \equiv W_i. \quad (3)$$

Występująca w równaniach (1) i (2) gęstość strumienia fotonów oznacza liczbę fotonów padających na jednostkę powierzchni w jednostkowym czasie i wynosi

$$\phi = \frac{I}{h\nu} = \frac{nc}{V} \left[\frac{\text{liczba fotonów}}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}} \right], \quad (4)$$



Rysunek 6: Oddziaływanie atomu z polem promieniowania.

gdzie I [W/cm^2] to natężenie pola promieniowania, a n oznacza liczbę fotonów tego pola.

Atom pozostający w górnym stanie może również, w sposób spontaniczny pod wpływem *pola próżni*, przejść do stanu dolnego emitując foton o częstotliwości ν , który dodaje się do fotonów pola promieniowania we wnętrzu. Powstałe fotony nie są jednak ani ukierunkowane ani spójne. Proces taki nazywamy **emisją spontaniczną** i nie zależy on od liczby fotonów we wnętrzu. Gęstość prawdopodobieństwa emisji spontanicznej

$$P_{\text{sp}} = A_{21} = \frac{1}{\tau}, \quad (5)$$

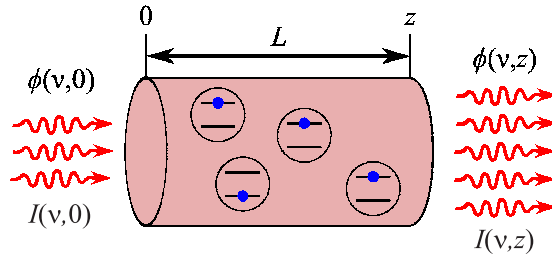
gdzie A_{21} to współczynnik Einsteina, a τ to średni czas życia poziomu w stanie o energii E_2 .

5.2 Współczynniki absorpcji i wzmocnienia

Jeżeli ośrodek atomowy (Rys. 7), w postaci atomów dwupoziomowych o gęstościach obsadzeń N_1 i N_2 , oddziałuje ze strumieniem fotonów o gęstości ϕ , to liczba kreowanych/anihilowanych na sekundę fotonów w jednostkowej objętości wynosi

$$N_2 W_i - N_1 W_i \equiv \Delta N W_i, \quad (6)$$

gdzie $\Delta N = N_2 - N_1$ jest różnicą gęstości obsadzeń. Jeżeli $\Delta N < 0$ to obsadzenie dolnego



Rysunek 7: Strumień fotonów o gęstości $\phi(\nu)$ oddziałuje z ośrodkiem atomowym, w którym gęstości obsadzeń poszczególnych poziomów wynoszą N_1 i N_2 .

poziomu przewyższa obsadzenie poziomu górnego i procesy absorpcji dominują nad procesami emisji wymuszonej, co powoduje osłabienie padającego strumienia fotonów. Taki ośrodek nazywamy ośrodkiem absorpcyjnym. Gdy $\Delta N > 0$, to obsadzenie górnego poziomu atomu jest większe niż dolnego, co nazywamy **inwersją obsadzeń**. Wówczas procesy emisji wymuszonej przeważają nad procesami absorpcji czego wynikiem jest wzmocnienie padającego strumienia fotonów, a ośrodek nazywamy wzmacniającym. Wreszcie, gdy $\Delta N = 0$ to procesy absorpcji są zrównoważone przez procesy emisji wymuszonej i wypadkowy strumień fotonów nie ulega zmianie. Taki ośrodek nazywamy przezroczystym.

W stanie równowagi termodynamicznej, w temperaturze T , względne obsadzenie poziomów atomowych opisywane jest rozkładem Maxwella-Boltzmann

$$\frac{N_2}{N_1} \propto e^{-(E_2-E_1)/(k_B T)} = e^{-h\nu/(k_B T)} < 1 \quad (7)$$

i dlatego obsadzenie stanu górnego jest zawsze mniejsze niż dolnego. Ośrodek pozostający w równowadze termodynamicznej jest ośrodkiem absorpcyjnym. Ilościowo, zmiana gęstości strumienia fotonów na długości dz ośrodka wynosi

$$\phi(z+dz) - \phi(z) = \Delta N W_i dz = \Delta N \phi \sigma dz. \quad (8)$$

Zatem, w odległości z

$$\phi(z) = \phi(0) e^{-\alpha z}, \quad I(z) = I(0) e^{-\alpha z}, \quad (9)$$

gdzie $\alpha = -\Delta N \cdot \sigma(\nu) > 0$ to **współczynnik absorpcji** ośrodka opisujący osłabienie strumienia fotonów na jednostkę długości, a $\phi(0)$ to gęstość padającego strumienia fotonów. W przypadku ośrodka wzmacniającego $\alpha = -\gamma < 0$ i γ nazywamy **współczynnikiem wzmocnienia**. Powyższa relacja pozostaje prawdziwa gdy różnica obsadzeń ΔN jest stała i nie zależy od gęstości strumienia fotonów, co zachodzi dla małych wartości tego strumienia.

Często dla opisu własności wzmacniających ośrodka używa się wielkości zwanej **wzmocnieniem**

$$G = \frac{10}{L} \log \frac{\phi(L)}{\phi(0)} = \frac{10}{L} \log \frac{I(L)}{I(0)}, \quad (10)$$

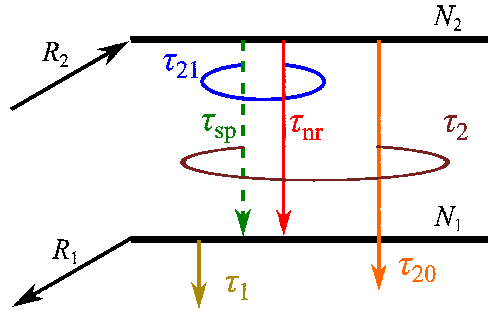
której jednostką jest dB/m (decybel/m).

5.3 Pompowanie optyczne i wytwarzanie inwersji obsadzeń

Aby otrzymać ośrodek wzmacniający, czyli aby wytworzyć inwersję obsadzeń, należy użyć zewnętrznego źródła energii, potocznie nazywanego *pompą*. Energia dostarczana do ośrodka za pomocą pompy zostaje w efekcie zużyta na zwiększenie wyjściowego strumienia fotonów. Pompa dostarcza energię poprzez wzbudzenie w atomach elektronów ze stanów niższych do wyższych. Stanu inwersji obsadzeń nie da się jednak uzyskać „pompując” atomy bezpośrednio z poziomu dolnego do górnego, ale wymaga to zaangażowania dodatkowych poziomów pośrednich. Jeśli zewnętrznym źródłem energii jest źródło światła, to proces prowadzący do wytworzenia inwersji obsadzeń nazywamy **pompowaniem optycznym**.

5.3.1 Pompowanie ośrodka przy braku wzmacnianego strumienia fotonów

Dynamika procesu pompowania jest opisywana za pomocą równań kinetycznych (ang. *rate equations*), które podają szybkości zmian gęstości obsadzeń poziomów energetycznych atomu w wyniku pompowania oraz przejść promienistych i bezpromienistych.



Rysunek 8: Schemat pompowania bez obecności pola promieniowania. R_1, R_2 to odpowiednio szybkości pompowania atomów z poziomu 1 oraz na poziom 2; τ_{21} to średni czas relaksacji stanu 2 do stanu 1, na który składają się średnie czasy relaksacji spontanicznej τ_{sp} oraz przejść bezpromienistych τ_{nr} ; τ_{20} to średni czas relaksacji stanu 2 do stanu podstawowego; τ_2 to średni czas życia poziomu 2 (uwzględnia τ_{21} oraz τ_{20}); τ_1 to średni czas życia poziomu 1. Szybkości pompowania atomów z poziomu 1 – R_1 oraz na poziom 2 – R_2 są podawane w $\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$.

Szybkości zmian obsadzeń poziomów z Rys. 8, zapisane za pomocą równań kinetycznych, wynoszą

$$\begin{aligned} \frac{dN_1}{dt} &= -R_1 - \frac{N_1}{\tau_1} + \frac{N_2}{\tau_{21}} \\ \frac{dN_2}{dt} &= R_2 - \frac{N_2}{\tau_2}. \end{aligned} \quad (11)$$

W warunkach stanu stacjonarnego, tzn. gdy $dN_1/dt = dN_2/dt = 0$, rozwiązania powyższego układu równań pozwalają wyznaczyć różnicę obsadzeń

$$N_2 - N_1 \equiv \Delta N_0 = R_2 \tau_2 \left(1 - \frac{\tau_1}{\tau_{21}}\right) + R_1 \tau_1. \quad (12)$$

Jak wynika z równania (12), dużą inwersję obsadzeń można otrzymać gdy:

- R_1, R_2 przyjmują duże wartości, czyli gdy poziom górny i dolny są odpowiednio szybko obsadzany i szybko opróżniany na skutek pompowania,
- $\tau_{21} \gg \tau_1$ czyli czas życia poziomu dolnego jest dużo krótszy od czasu życia poziomu górnego.

Warunki powyższe oznaczają szybkie obsadzanie i wolne opróżnianie poziomu górnego i odwrotnie, wolne obsadzanie i szybkie opróżnianie poziomu dolnego, co pozwala na utrzymywanie się dużej różnicy gęstości obsadzeń. W idealistycznej sytuacji, gdy opróżnianie poziomu górnego zachodzi wyłącznie poprzez przejścia radiacyjne na poziom dolny ($\tau_2 = \tau_{sp}$) i czas życia tego poziomu jest znacznie dłuższy niż poziomu dolnego ($\tau_{sp} \gg \tau_1$) to

$$\Delta N_0 \approx R_2 \tau_2 + R_1 \tau_1 = R_2 \tau_{sp} + R_1 \tau_1. \quad (13)$$

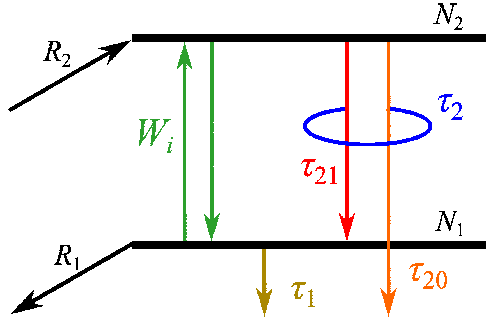
Gdy dodatkowo $R_1 = 0$ lub $R_1 \ll R_2 (\tau_{sp}/\tau_1)$, to wówczas

$$\Delta N_0 \approx R_2 \tau_{sp}, \quad (14)$$

czyli różnica obsadzeń jest wprost proporcjonalna do szybkości obsadzania poziomu górnego.

5.3.2 Pompowanie ośrodka w obecności wzmacnianego strumienia fotonów

Obecność strumienia fotonów o częstotliwości ν na wejściu ośrodka sprawia, że przejścia pomiędzy poziomami 1 i 2 mogą zachodzić także na skutek absorpcji i emisji wymuszonej. Gęstość prawdopodobieństwa zajścia takich procesów wynosi W_i , tak jak to było omawiane wcześniej.



Rysunek 9: Schemat pompowania w obecności strumienia fotonów o częstotliwości rezonansowej z częstotliwością przejścia pomiędzy poziomami 1 i 2. R_1, R_2 to odpowiednio szybkość pompowania atomów z poziomu 1 oraz na poziom 2; τ_{21} to średni czas relaksacji stanu 2 do stanu 1; τ_{20} to średni czas relaksacji stanu 2 do stanu podstawowego; τ_2 to średni czas życia poziomu 2 (uwzględnia τ_{21} oraz τ_{20}); τ_1 to średni czas życia poziomu 1; W_i to gęstość prawdopodobieństwa przejść pomiędzy poziomami 1 i 2.

Równania (11) na zmianę gęstości obsadzeń zostają rozszerzone o procesy absorpcji i emisji wymuszonej będące źródłem dodatkowego wzrostu i spadku gęstości obsadzeń poziomów

$$\begin{aligned} \frac{dN_1}{dt} &= -R_1 - \frac{N_1}{\tau_1} + \frac{N_2}{\tau_{21}} + N_2 W_i - N_1 W_f \\ \frac{dN_2}{dt} &= R_2 - \frac{N_2}{\tau_2} - N_2 W_i + N_1 W_f. \end{aligned} \quad (15)$$

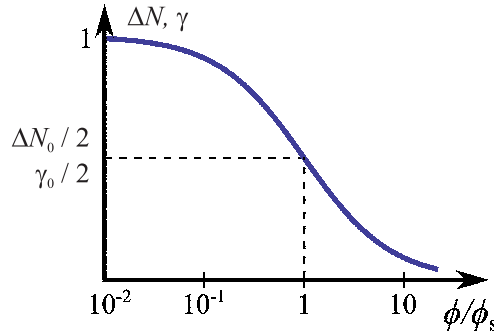
W stanie stacjonarnym, rozwiązania układu równań (15) dają różnicę gęstości obsadzeń

$$N_2 - N_1 \equiv \Delta N = \frac{\Delta N_0}{1 + \tau_s W_i}. \quad (16)$$

ΔN_0 jest gęstością obsadzeń w sytuacji bez strumienia fotonów o częstotliwości ν (równanie (12)), natomiast $\tau_s = \tau_2 + \tau_1 (1 - \tau_2/\tau_{21}) > 0$ jest tak zwanym czasem charakterystycznym. Stała τ_s podaje wartość gęstości prawdopodobieństwa W_i , dla której różnica obsadzeń maleje do połowy wartości ΔN_0 . Ponieważ $W_i = \phi \cdot \sigma(\nu)$ to równanie (16) można zapisać jako

$$\Delta N = \frac{\Delta N_0}{1 + \phi/\phi_s} = \frac{\Delta N_0}{1 + I/I_s}. \quad (17)$$

W powyższym równaniu $\phi_s = 1/(\tau_s \cdot \sigma)$ i oznacza taką gęstość strumienia fotonów, dla której różnica obsadzeń maleje do wartości $\Delta N_0/2$. Zmiana różnicy obsadzeń ΔN w zależności od gęstości strumienia fotonów została przedstawiona na Rys. 10.



Rysunek 10: Zależność różnicy obsadzeń ΔN i współczynnika wzmocnienia γ od względnej gęstości strumienia fotonów.

W przypadku występowania niezerowego strumienia fotonów (o częstości przejścia $2 \leftrightarrow 1$), różnica obsadzeń w stanie stacjonarnym jest zawsze mniejsza niż w sytuacji przy braku tego strumienia. Gdy strumień ten jest bardzo słaby ($\phi \ll \phi_s$), wówczas $\Delta N \approx \Delta N_0$. Z kolei, dla silnego strumienia ($\phi \gg \phi_s$) ΔN dąży do zera. Dzieje się tak ponieważ na przejścia pomiędzy poziomami 1 i 2 główny wpływ mają absorpcja i emisja wymuszona o identycznej gęstości prawdopodobieństw. Dlatego też, nawet silne strumienie fotonów nie są w stanie zmienić dodatniej różnicy obsadzeń na ujemną i odwrotnie.

W takt za zmianami różnicy gęstości obsadzeń ΔN postępują zmiany współczynnika wzmocnienia

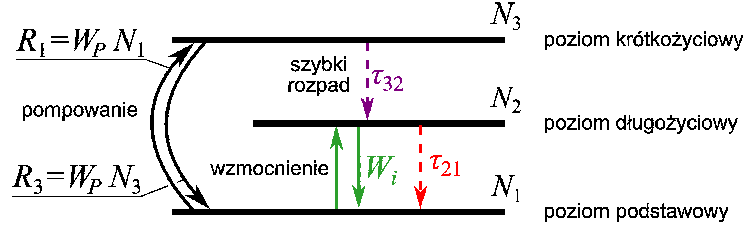
$$\gamma(\nu) = \Delta N \cdot \sigma(\nu) = \frac{\Delta N_0 \cdot \sigma(\nu)}{1 + \phi/\phi_s} = \frac{\gamma_0(\nu)}{1 + \phi/\phi_s} = \frac{\gamma_0(\nu)}{1 + I/I_s}, \quad (18)$$

gdzie $\gamma_0(\nu)$ to współczynnik wzmocnienia dla bardzo małych gęstości strumienia fotonów. Zmiany γ wraz ze wzrostem gęstości strumienia fotonów przedstawia rysunek 10. Współczynnik wzmocnienia, podobnie jak różnica obsadzeń, maleje wraz z gęstością fotonów pola promieniowania i w końcu ulega nasyceniu. Innymi słowy, zarówno absorpcja ($-\alpha = \gamma < 0$) jak i wzmocnienie ($\gamma > 0$) ośrodka ulegają nasyceniu i ośrodek staje się przezroczysty.

5.3.3 Pompowanie optyczne w układzie 3-poziomowym

Jak już wspomniano, wytworzenie inwersji obsadzeń wymaga zaangażowania dodatkowych poziomów w procesie pompowania. Najprostszym takim schematem jest układ 3-poziomowy, tak

jak to pokazano na Rys. 11. Na tym schemacie poziomy 1 i 2 to poziomy przejścia wzmacniającego wejściowy strumień fotonów, przy czym poziom 1 jest jednocześnie poziomem podstawowym atomu lub bardzo bliskim podstawowego, tak że w warunkach równowagi termodynamicznej zawiera istotną część całkowitej populacji. Pompowanie poziomu 2 odbywa się – za pośrednictwem



Rysunek 11: Schemat układu 3-poziomowego.

krótkożyciowego poziomu 3 – z poziomu podstawowego. Do wzbudzenia tego stanu, w przypadku pompowania optycznego, używa się lamp wysokociśnieniowych lub innego lasera. Szybkość pompowania $R_1 = W_p N_1$, gdzie W_p oznacza gęstość prawdopodobieństwa przejścia zależną od gęstości strumienia fotonów pompującego źródła światła. Jednocześnie należy zaznaczyć, że strumień fotonów pompy będzie powodował opróżnianie poziomu 3 poprzez emisję wymuszoną z szybkością $R_3 = W_p N_3$. Zmiany gęstości obsadzeń w takim układzie opisują równania kinetyczne

$$\begin{aligned}\frac{dN_1}{dt} &= -W_p N_1 + W_p N_3 + \frac{N_2}{\tau_{21}} + N_2 W_i - N_1 W_i \\ \frac{dN_2}{dt} &= -\frac{N_2}{\tau_{21}} + \frac{N_3}{\tau_{32}} - N_2 W_i + N_1 W_i \\ \frac{dN_3}{dt} &= W_p N_1 - W_p N_3 - \frac{N_3}{\tau_{32}}.\end{aligned}\quad (19)$$

W stanie stacjonarnym, z rozwiązania powyższego układu równań kinetycznych, otrzymujemy różnice gęstości obsadzeń

$$N_2 - N_1 \equiv \Delta N = N_A \frac{(\tau_{21} - \tau_{32})W_p - 1}{1 + 2\tau_{21}W_i + (2\tau_{32} + \tau_{21})W_p + 3\tau_{21}\tau_{32}W_iW_p} \quad (20)$$

$$N_3 - N_1 \equiv \Delta N_{31} = -N_A \frac{\tau_{21}W_i + 1}{1 + 2\tau_{21}W_i + (2\tau_{32} + \tau_{21})W_p + 3\tau_{21}\tau_{32}W_iW_p}. \quad (21)$$

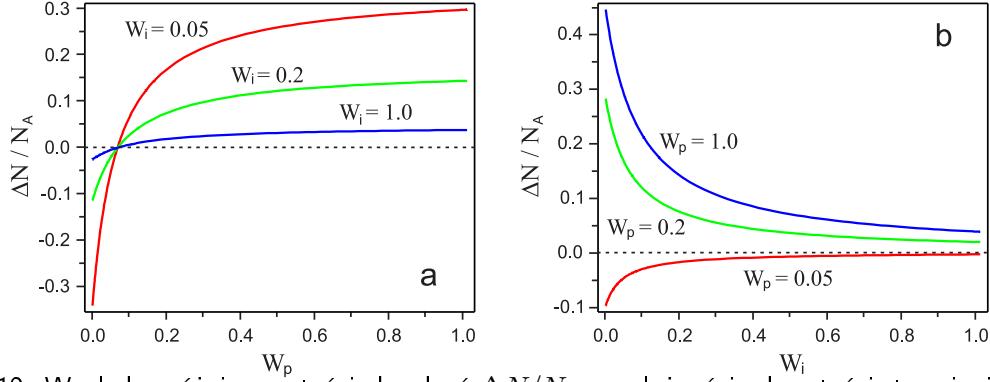
$N_A = N_1 + N_2 + N_3$ jest sumą gęstości obsadzeń wszystkich poziomów, czyli gęstością atomów w ośrodku. Z równań tych wynika, że aby otrzymać inwersję obsadzeń ($\Delta N > 0$), to

- efektywny czas życia poziomu 3 musi być krótszy od czasu życia poziomu 2 ($\tau_{32} < \tau_{21}$),
- gęstość prawdopodobieństwa przejścia $W_p > 1/(\tau_{21} - \tau_{32})$.

Przy braku wzmacnianego strumienia fotonów ($W_i = 0$), interesująca nas różnica gęstości obsadzeń

$$\Delta N = N_A \frac{(\tau_{21} - \tau_{32})W_p - 1}{1 + (2\tau_{32} + \tau_{21})W_p}. \quad (22)$$

Jak łatwo zauważyć na Rys. 12, początkowo ΔN rośnie ze wzrostem strumienia fotonów pompy, a następnie ulega nasyceniu i osiąga stałą wartość równą $N_A(\tau_{21} - \tau_{32})/(2\tau_{32} + \tau_{21})$ zależną od stałych atomowych układu. Z kolei, niezerowy strumień fotonów na wejściu ($W_i > 0$) powoduje zmniejszanie różnicy gęstości obsadzeń, niezależnie od strumienia fotonów źródła pompującego. W granicy bardzo dużych wartości W_i następuje wyrównanie obsadzeń ($\Delta N \rightarrow 0$).



Rysunek 12: Względna różnica gęstości obsadzeń $\Delta N/N_A$ w zależności od gęstości strumienia fotonów źródła pompującego W_p (a) i wzmacnianego W_i (b). Symulacje przeprowadzone dla $\tau_{21}/\tau_{32} = 4$.

5.4 Transport promieniowania w ośrodku aktywnym optycznie

Do tej pory zakładaliśmy, że własności absorpcyjne/wzmacniające ośrodka są identyczne na całej jego długości. Jednak współczynniki absorpcji i wzmacnienia zależą bezpośrednio od istniejącej w danej objętości ośrodka różnicy gęstości obsadzeń, a ta zmienia się wraz ze zmianą gęstości propagujących w nim strumieni fotonów (wiązki pompująca i wzmacniana). Zmiany gęstości odpowiednich strumieni fotonów, w trakcie ich propagacji przez ośrodek, wynikają z kolei z oddziaływania z tym ośrodkiem. Takie wzajemne sprzężenie pomiędzy ośrodkiem a propagującymi w nim wiązkami światła należy zatem uwzględnić w równaniach transportu promieniowania i opisie sygnałów optycznych rejestrowanych na wyjściu z tego ośrodka. Jest to szczególnie istotne w przypadku długich ośrodków i gęstości strumieni fotonów porównywalnych z ich wartościami nasyceniowymi, co ma miejsce w przypadku tego ćwiczenia.

Dla ośrodka optycznie czynnego, którego właściwości zmieniają się pod wpływem rozchodzącej się w nim wiązki światła, równanie transportu promieniowania (8), dla natężenia wiązki, można zapisać w postaci

$$\frac{dI(z)}{dz} = \Delta N(z) I(z) \sigma \quad (23)$$

i uwzględniając równanie (17) na zmianę różnicy obsadzeń pod wpływem zewnętrznego strumienia światła, otrzymujemy

$$\frac{dI(z)}{dz} = \Delta N_0 \sigma \frac{I(z)}{1 + I(z)/I_s} = \gamma_0 \frac{I(z)}{1 + I(z)/I_s}. \quad (24)$$

Zgodnie z twierdzeniem o pochodnej funkcji odwrotnej

$$\frac{dz(I)}{dI} = \frac{1 + I/I_s}{\gamma_0 I}, \quad (25)$$

równanie różniczkowe (24) można rozwiązać w oparciu o separację zmiennych

$$z(I) = z_0 + \frac{1}{\gamma_0} (\ln I + I/I_s). \quad (26)$$

Nakładając na równanie (25) warunek brzegowy $z(I_0) = 0$ otrzymujemy

$$z(I) = \frac{1}{\gamma_0} [\ln(I/I_0) + (I - I_0)/I_s]. \quad (27)$$

Przekształcając powyższe równanie i korzystając z definicji tzw. funkcji W Lamberta otrzymujemy

$$\frac{I}{I_s} = W_0 \left(\frac{I_0}{I_s} e^{\gamma_0 z + I_0/I_s} \right) \quad (28)$$

Przyjmując jednak, że mamy do czynienia ze stosunkowo słabymi strumieniami światła ($I(z)/I_s \ll 1$), rozwijając mianownik równania (24) w szereg Taylora ze wzgl. na $I(z)/I_s$, otrzymujemy równanie różniczkowe

$$\frac{dI(z)}{dz} = \gamma_0 I(z) \left(1 - \frac{I(z)}{I_s} + o(I(z)/I_s) \right), \quad (29)$$

którego rozwiązanie ma postać

$$I(z) = I_0 \left(\frac{I_0}{I_s} + \left(1 - \frac{I_0}{I_s} \right) e^{-\gamma_0 z} \right)^{-1}, \quad (30)$$

gdzie I_0 , tak jak powyżej, jest natężeniem światła na wejściu ośrodka, tzn. $I(z=0) = I_0$. Po prostych przekształceniach otrzymujemy, że

$$\frac{1}{I(z)} = \frac{1}{I_0} e^{-\gamma_0 z} + \frac{1}{I_s} (1 - e^{-\gamma_0 z}), \quad (31)$$

czyli liniową zależność pomiędzy odwrotnością natężenia wiązki w określonej odległości z ośrodka a odwrotnością jej natężenia na wejściu do tego ośrodka. Ostatecznie, mierząc natężenie wiązki laserowej na wejściu do światłowodu EDF (I_0) oraz na jego wyjściu ($I(z=L) = I_L$) otrzymujemy zależność liniową postaci:

$$y = ax + b, \quad (32)$$

gdzie $x = 1/I_0$, $y = 1/I_L$, $a = e^{-\gamma_0 L}$ i $b = (1 - e^{-\gamma_0 L})/I_s$.

5.5 Włókno domieszkowane erbem jako ośrodek wzmacniający

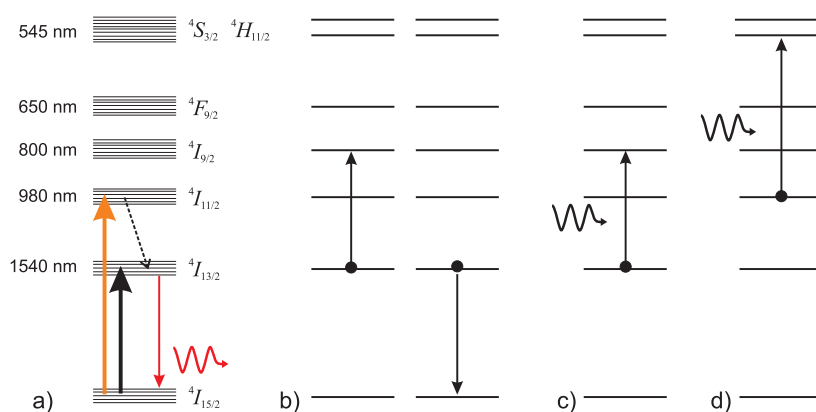
Konfiguracja elektronowa stanu podstawowego jonu Er^{3+} to $[\text{Kr}]4d^{10}4f^{11}5s^25p^6$ (symbol $[\text{Kr}]$ oznacza tu rdzeń odpowiadający konfiguracji elektronów atomu kryptonu). Oddziaływania spin-spin i spin-orbita w przypadku niecałkowicie zapełnionej powłoki $4f$ prowadzą do pojawienia się wielu poziomów jak to pokazano na Rys. 13. W wyniku oddziaływania z materiałem macierzystym (szkłem), a konkretnie mikropolami sieci krystalicznej, każdy z tych poziomów ulega rozszczepieniu na skutek efektu Starka.

Przejście z pierwszego stanu wzbudzonego $^4I_{13/2}$ do stanu podstawowego $^4I_{15/2}$ zachodzi z emisją fali o długości 1540 nm. Długość emitowanej fali jest bardzo słabo modyfikowana przez materiał macierzysty ponieważ elektrony na powłoce $4f$ są dobrze izolowane od otoczenia przez zapełnione powłoki $5s$ i $5p$.

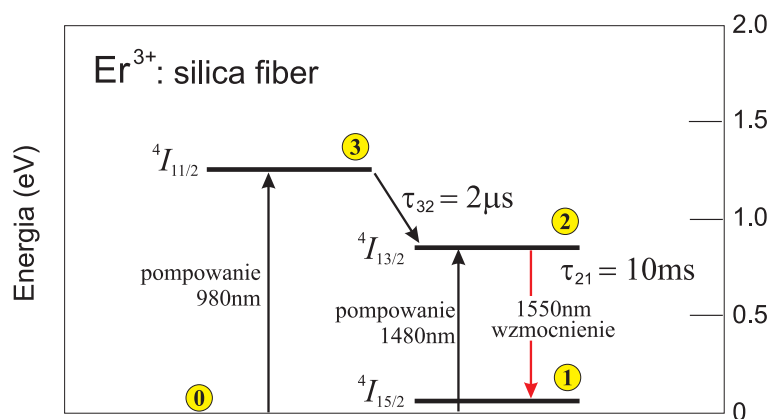
Widmo fluorescencji jonów erbu charakteryzuje się szerokim pasmem wyśrodkowanym na długości fali 1550 nm. Emisję w tym zakresie spektralnym można otrzymać poprzez pompowanie optyczne promieniowaniem z zakresu długości fal: 800 nm, 980 nm lub 1480 nm, które jest silnie absorbowane. Lasery o takich długościach fal mogą być zatem używane jako źródła wzbudzenia.

Oprócz procesów absorpcji fotonów pompujących i emisji fotonów użytecznych z punktu widzenia wzmocnienia optycznego, istnieje szereg innych procesów bezpośrednio wpływających na kształt widm absorpcyjnego i emisyjnego. Mianowicie, fotony użyteczne w procesie wzmocnienia i fotony pompujące są reabsorbowane przez jony w stanach wzbudzonych (patrz Rys. 13b-d). Prowadzi to do zmniejszenia liczby fotonów użytecznych i w efekcie zmniejszenia wzmocnienia. Całkowity współczynnik wzmocnienia wzmacniacza światłowodowego jest wypadkową wielu czynników takich jak: a) koncentracja jonów erbu, b) tłumienność światłowodu, c) przekrywanie się modów, d) długość fali źródła pompującego, e) przekrój czynny na absorpcję, f) promieniowania pompującego, g) proces konwersji w górę, h) migracja wzbudzenia i tłumienie nieradiacyjne, i) absorpcja przez jony w stanach wzbudzonych.

Podstawowym procesem fizycznym odpowiedzialnym za wzmocnienie jest emisja wymuszona. Układ poziomów energetycznych bezpośrednio zaangażowanych w proces wzmocnienia został przedstawiony na Rys. 14.



Rysunek 13: Schematyczny układ poziomów energetycznych $4f$ jonu Er^{3+} . a) przejście 1540 nm, strzałki oznaczają wzbudzenie przy użyciu światła o długościach fal 980 nm i 1480 nm. b) proces konwersji w górę, przy którym oddziaływanie pomiędzy dwoma wzbudzonymi jonami Er^{3+} prowadzi do obsadzenia wyżej położonych poziomów energetycznych. c) i d) procesy absorpcji fotonów przez wzbudzone jony odpowiednio fotonów o długości fali 1480 nm i 980 nm.



Rysunek 14: Uproszczona struktura poziomów energetycznych wzmacniacza typu EDFA.

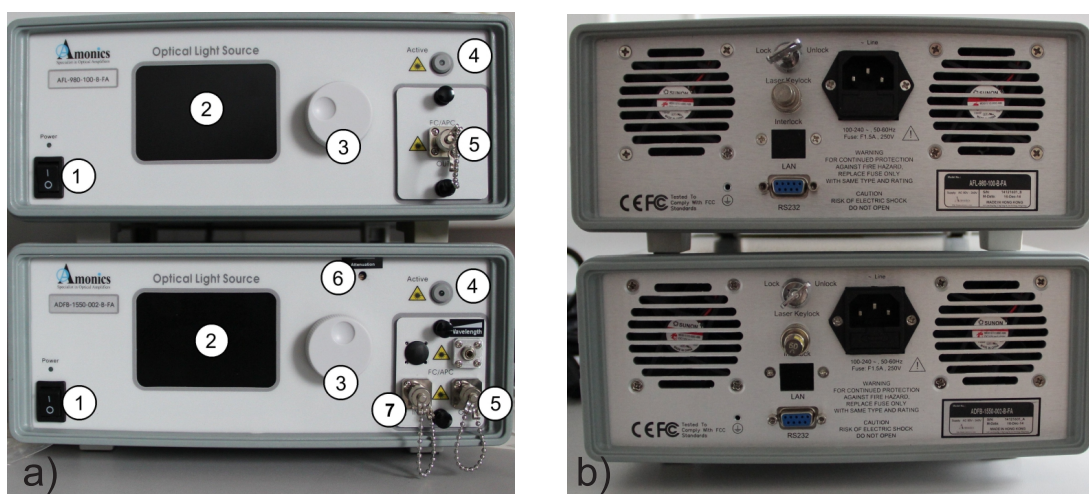
Wzmacniacz typu EDFA działa w układzie zbliżonym do 3-poziomowego, a pompowanie odbywa się na długości fali 980 nm. Pompowanie następuje ze stanu podstawowego 1 do stanu górnego 2 z wykorzystaniem krótkożyciowego poziomu 3. Ponieważ stan dolny przejścia wzmacniającego jest bliski podstawowego, dlatego też uzyskanie inwersji obsadzeń wymaga silnego pompowania.

6 DODATKI

6.1 Procedura uruchamiania i obsługi diód laserowych firmy *Amonics*

Panele przedni i tylny sterowników laserów diodowych 980nm i 1550nm zostały przedstawione na Rys. 15, a procedura ich uruchamiania i obsługi przedstawia się następująco:

1. Upewnić się o prawidłowości podłączenia lasera do układu zasilania.
2. Przekręcić kluczyk blokady na tylnym panelu sterownika do pozycji UNLOCK.
3. Włączyć laser przez ustawienie na pozycji 1 włącznika znajdującego się na przednim panelu.
4. Za pomocą pokrętła-przycisku (3) należy przejść do zakładki **LASER CONTROL** na wyświetlaczu i w polu **Iset** przełączyć opcję **OFF** na **STBY**
UWAGA: Należy wcześniej sprawdzić prawidłowość wszystkich połączeń światłowodowych w układzie, w szczególności podłączenia światłowodu do wyjścia lasera (5).
5. Nacisnąć przycisk emisji lasera (4), co powinno spowodować włączenia zielonej diody kontrolnej LED wewnątrz przycisku oraz przełączenie opcji **STBY** na **ON**.
UWAGA: W przypadku zaistnienia potrzeby natychmiastowego przerwania emisji wiązki laserowej należy nacisnąć przycisk (4).
6. Aby uzyskać wiązkę o pożądanej mocy, za pomocą przycisku-pokrętła (3) przejść do pola **Iset** i ustawić odpowiednią wartość natężenia prądu zasilania diody. W przypadku lasera 1550 nm możliwe jest również osłabianie wiązki na wyjściu za pomocą wbudowanego osłabiacza (6), którego ustawienie regulujemy śrubokrętem. Zaleca się na początku ćwiczeń ustawienie minimalnego osłabienia (maksymalna moc) i regulowanie mocy wiązki za pomocą zmian natężenia prądu zasilania.
7. poszczególne pozycje na panelu Laser Control oznaczają:



Rysunek 15: a). Przedni panel sterowników lasera 980nm (góra) i 1550nm (dół): (1) – włącznik, (2) – wyświetlacz, (3) – pokrętło-przycisk do wyboru funkcji i sterowania, (4) – emisji lasera, (5) – wyjście światłowodowe, (6) – pokrętło osłabiacza wiązki, (7) – wejście do wewnętrznego miernika mocy optycznej. b) Tylny panel sterowników lasera 980nm (góra) i 1550nm (dół).

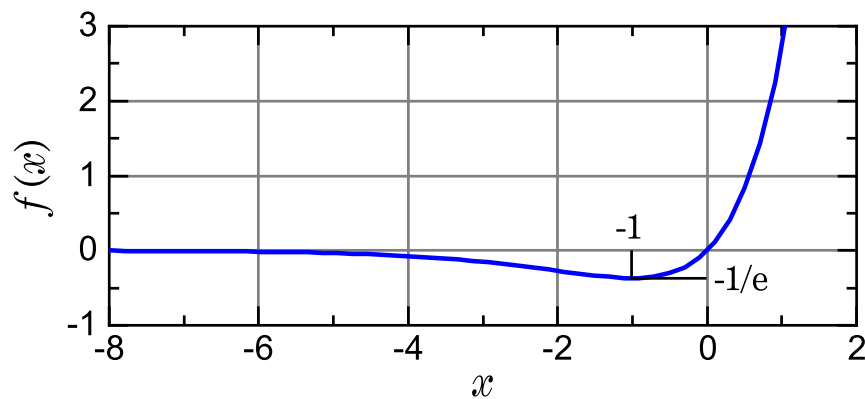
- P_{DFB} – moc optyczna lasera 1550 nm mierzona za pomocą wewnętrznego miernika mocy,
- P_{RX} – moc optyczna sygnału wprowadzonego z zewnątrz wejściem (7),
- P_{out} – moc optyczna lasera 980 nm mierzona za pomocą wewnętrznego miernika mocy

8. Status lasera określany jest przez następujące stany:

- ON – emisja laserowa włączona,
- STBY – tryb oczekiwania, w którym emisja laserowa może zostać włączona przez naciśnięcie przycisku (4),
- OFF – emisja lasera wyłączona,
- LOCK – tryb blokady, w którym włączanie emisji lasera jest zablokowane.

6.2 Funkcja W Lamberta

Określona na półprostej $[-1, \infty)$ funkcja $f(x) = xe^x$ jest ciągła i rosnąca, a zbiorem jej wartości jest półprosta $[-1/e, \infty)$. Można więc jednoznacznie zdefiniować funkcję $W : [-1/e, \infty) \rightarrow [-1, \infty)$ odwrotną do f , tj. taką, że $W(f(x)) = x$ dla każdego $x \geq -1/e$. Funkcję tę nazywa się



Rysunek 16: Funkcja W Lamberta.

obecnie **funkcją W Lamberta**, ponieważ zagadnienia z nią związane rozważane były już przez osiemnastowiecznego matematyka Johanna Heinricha Lamberta (a także przez Eulera). Przydaje się ona do opisu rozwiązań ważnych w zastosowaniach równań różniczkowych z opóźnieniem i niektórych równań fizyki kwantowej, a także, jako funkcja tworząca, w kombinatoryce. Dla wprawki, czytelnik zechce sprawdzić, że $-\frac{3}{\ln 3}W(-\frac{1}{3}\ln 3)$ jest rozwiązaniem równania $3^x = x^3$ i ustalić, czy liczba ta jest mniejsza od 3. W wielu platformach obliczeniowych funkcja W lamberta występuje jako `ProductLog[x]`.

Literatura

- [1] B. Ziętek, *Lasery*, Wydawnictwo UMK, Toruń 2009. 2007.
- [2] E. Hecht, *Optyka*, PWN 2012.
- [3] B. Ziętek, *Optoelektronika*, Wydawnictwo UMK, Toruń 2005.
- [4] www.tpub.com/neets/tm/108-9.htm

- [5] P.G. Kik and A. Polman, *Erbium doped optical waveguide amplifiers on silicon*, MRS Bulletin **23**(4), 48 1998.
- [6] B.J. Ainslie, S.P. Craig, and S.T. Davey, *The Absorption and Fluorescence Spectra of Rare-Earth Ions in Silica-Based Monomode Fiber*, IEEE Journal of Lightwave Technology **6**(2), 287 (1988).
- [7] B.J. Ainslie, *A Review of the Fabrication and Properties of Erbium-Doped Fibers for Optical Amplifiers*, IEEE Journal of Lightwave Technology **9**(2), 220 (1991).