

1970

Nr 56

INSTYTUT ŁĄCZNOŚCI

WARSZAWA — MIEDZESZYN

PROBLEMY
ŁĄCZNOŚCI





PROBLEMY ŁĄCZNOŚCI

ROK 10

WARSZAWA 1970

NR 56

INSTYTUT ŁĄCZNOŚCI

Branżowy Ośrodek
Informacji Naukowo-Technicznej i Ekonomicznej

Redakcja
Problemów Łączności i Przeglądu Zagadnień Łączności

Redaktor Naczelny - prof. Zenon Szpigler

Redaktorzy działów:

mgr inż. Władysław Cetner, mgr inż. Adam Moniuszko,
mgr inż. Józef Możejko

Adres Redakcji:

Instytut Łączności

Branżowy Ośrodek

Informacji Naukowo-Technicznej i Ekonomicznej

Warszawa-Miedzeszyn, ul. Szachowa 1

NA PRAWACH RĘKOPISU - DO UŻYTKU SŁUŻBOWEGO

Egz. Nr

31

Redaktor: J. Borkowska

Montaż tekstu: B. Drabik

Dział Wydawniczy Instytutu Łączności
Format B5. Nakład 763. Druk ukończono
w styczniu 1971 r.

PROBLEMY ŁĄCZNOŚCI

Stefan Łysakowski

TELETRANSMISJA Z WYKORZYSTANIEM LASERÓW

SPIS TREŚCI

	Str.
1. Wprowadzenie	1
2. Lasery	3
2.1. Zasada działania lasera	3
2.2. Rodzaje laserów	11
2.3. Światło lasera	17
3. Podstawowe parametry systemu	23
4. Działanie podstawowych urządzeń	27
4.1. Schemat blokowy	27
4.2. Modulacja o podziale częstotliwościowym	30
4.3. Modulacja o podziale czasowym	39
4.4. Fotodetekcja	44
5. Zagadnienie transmisji	48
Wykaz literatury	55

Stefan Lysakowski

TELETRANSMISJA Z WYKORZYSTANIEM LASERÓW

1. WPROWADZENIE

Stosunkowo niedawno, bowiem w roku 1960 zostało opracowane nowe źródło światła, które nazwano laserem od początkowych liter określenia w języku angielskim: Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation (wzmocnianie światła przez wymuszoną emisję promieniowania). W pierwszym laserze impulsowym, opracowanym przez T.H. Maimana w laboratorium Towarzystwa Lotniczego Hughes w USA, wykorzystano zjawisko emisji wymuszonej zachodzące w rubinie. W styczniu następnego roku został opracowany laser gazowy przez A. Javana i współpracowników w laboratorium firmy Bell Telephone Laboratories w USA, mający szczególne znaczenie dla potrzeb teletransmisji ze względu na pracę falą ciągłą. Od tego czasu badania rozwijały się w dwóch kierunkach: ulepszania laserów już działających i poszukiwania nowych materiałów pozwalających na wywołanie emisji wymuszonej. Rzeczywiście, nie tylko rozszerzono listę kryształów i gazów przydatnych do budowy laserów, ale uzyskano akcję laserową w takich materiałach, jak półprzewodniki, szkła i niektóre związki organiczne (chelaty). Za prace w tej dziedzinie w roku 1964 otrzymali nagrodę Nobla C.H. Townes z USA oraz N.G. Basow i A.M. Prochorow z ZSRR.

Można mieć zastrzeżenia co do samego nazwania lasera wzmacniaczem. Z punktu widzenia teletransmisji jest to generator wchodzący w skład urządzeń nadawczych i będący źródłem fali elektromagnetycznej leżącej w pasmie widzialnym. Nowość tego źródła polega na tym, że posiada ono, ze względu na własności emitowanego światła, potencjalną możliwość zastosowania w urządzeniach nadajnika teletransmisyjnego w przeciwieństwie do innych znanych dotychczas źródeł światła, które takiej możliwości nie mają.

Nadzieje, jakie budzi laser w teletransmisji wynikają z zależności pomiędzy szerokością przenoszonego pasma a częstotliwością fali nośnej. Jeżeli przyjąć, że szerokość przenoszonego pasma jest (w założeniu modulacji o podziale częstotliwościowym) o dwa rzędy mniejsza od częstotliwości nośnej, to dla fali elektromagnetycznej światła o częstotliwości $5 \cdot 10^{14}$ Hz otrzymuje się teoretyczną możliwość przesłania po jednej wiązce światła 10^9 kanałów telefonicznych, przyjmując szerokość kanału telefonicznego nawet $5 \cdot 10^3$ Hz. Jest to liczba większa, aniżeli liczba wszystkich kanałów telefonicznych znajdujących się obecnie w świecie, a prawie milion razy większa od liczby kanałów, jaką przenosi kabel koncentryczny w systemie 1200-krotnym.

Można zapytać, czy na tak bardzo pojemne łącza istnieje zapotrzebowanie. W kraju obecnie i w dającej się przewidzieć przyszłości - nie. W USA, według przewidywań (1), takie zapotrzebowanie pojawi się już w bieżącym dziesięcioleciu przed rokiem 1980. Należy jednak zwrócić uwagę na kilka aspektów tego zagadnienia. Po

pierwsze podana wyżej liczba kanałów telefonicznych, możliwych do przeniesienia falą o częstotliwości światła, jest teoretyczną oderwaną od dzisiejszych możliwości technicznych i nie uwzględnia parametrów systemu, które nakładają pewne ograniczenia. Po drugie może się okazać, że w pewnych okolicznościach system wykorzystujący falę światła będzie ekonomiczniejszy od innych tradycyjnych systemów teletransmisyjnych bez uwzględniania pełnej szerokości przenoszonego pasma. Wreszcie wykorzystanie laserów dla potrzeb teletransmisji jest bardzo młodą dziedziną techniki i dlatego zasługuje na specjalną uwagę, tym bardziej, że ta młoda dziedzina posługuje się jednocześnie zupełnie nowymi metodami technicznymi, wynikającymi ze specyfiki bardzo krótkich fal elektromagnetycznych leżących w części widzialnej widma.

2. LASERY

2.1. Zasada działania lasera

Każde ciało w świecie makroskopowym składa się z olbrzymiej ilości atomów, których wielkość jest rzędu 1 \AA (10^{-10} m). Wewnątrz atomu elektrony mogą zajmować położenie tylko na określonych orbitach wyznaczających stan energetyczny atomu. Przejście elektronu z jednej orbity na inną jest równoznaczne z przejściem atomu z jednego stanu energetycznego w inny. Przejście atomu w stan energetycznie niższy pociąga za sobą zmniejszenie energii atomu, która może być wydzielona albo w postaci ciepła (niepromieniująco), albo w postaci fali elek-

tromagnetycznej. W tym ostatnim przypadku zostaje emitowana przez atom energia w postaci fotonu o wartości

$$hf = E_2 - E_1 \quad (1)$$

gdzie f - częstotliwość fali elektromagnetycznej,

$E_2 - E_1$ - różnica poziomów energetycznych atomu,

$h \cong 6,6 \cdot 10^{-27}$ erg.sek - stała Plancka.

Emisja fotonów przez atomy w zwykłych warunkach nosi nazwę emisji spontanicznej.

W przypadku przejścia promienistego atomu ze stanu energetycznie niższego w stan energetycznie wyższy atom musi zaabsorbować foton energii hf dokładnie równy różnicy energii $E_2 - E_1$ zgodnie z (1).

W danej chwili czasowej różne atomy danego ciała znajdują się w różnych stanach energetycznych. Najwięcej atomów znajduje się w stanie o najniższej energii, w tzw. stanie podstawowym. Pozostałe atomy znajdują się w stanie wzbudzonym. Czas utrzymania się atomu w danym stanie wzbudzonym, zwany czasem życia, zależy od zajmowanej przez elektron orbity, a więc od stanu energetycznego atomu. Pomimo naturalnej tendencji do przechodzenia atomu w stan podstawowy istnieją pewne stany wzbudzone metatrwałe, w których atom może utrzymać się stosunkowo dłużej.

Szczególnie interesujące jest rozważenie sytuacji [2], kiedy ciało o atomach posiadających tylko dwa możliwe stany energetyczne E_1 i E_2 jest napromieniowywane fotonami o energii hf , spełniającymi równanie (1).

Ponieważ atomy takiego ciała mogą przyjmować tylko dwa stany, to mogą mieć miejsce dwa przypadki: albo padający foton hf trafia na atom znajdujący się w stanie podstawowym E_1 , albo na atom w stanie wzbudzonym E_2 . W pierwszym przypadku nastąpi zaabsorbowanie fotonu i przejście atomu w stan wzbudzony E_2 . W drugim przypadku nastąpi szczególne zjawisko polegające na tym, że atom skłonny z samej natury do przejścia w stan podstawowy wykorzysta w tym celu obecność fotonu o tej samej częstotliwości f , wynikającej z różnicy energii $E_2 - E_1$, wpadnie w swego rodzaju "rezonans" i wywoła przejście atomu w stan podstawowy. Jednocześnie musi jednak nastąpić emisja energii, w wyniku czego pojawią się dwa fotony: foton pobudzający i foton emitowany. Ten ostatni ma nie tylko tę samą energię (i częstotliwość) co foton pobudzający, ale ponadto tę samą fazę i ten sam kierunek. Emisję tego typu nazwano emisją wymuszoną, bowiem foton pobudzający niejako wymusza emisję z atomu wzbudzonego. Emisję wymuszoną można traktować jako wzmocnienie fali pobudzającej związanej z fotonem hf . Jeżeli taka wzmocniona fala pobudzająca trafi na swej drodze na atomy w stanie podstawowym, to zostanie z powrotem stłumiona, odda bowiem jeden foton każdemu z atomów i spowoduje ich przejście w stan wzbudzenia. Jeżeli jednak spotkany atom znajduje się już w stanie wzbudzonym, to fala ulegnie dalszemu wzmocnieniu, przybędzie jej bowiem na zasadzie zjawiska emisji wymuszonej następny foton. Jeżeli w danej substancji znajduje się dostatecznie dużo atomów w stanie wzbudzonym, to występuje zjawisko lawinowej emi-

sji wymuszonej, czyli akcja laserowa. Aby więc akcja laserowa w ogóle mogła powstać, ilość atomów w stanie wzbudzonym musi być większa od ilości atomów w stanie podstawowym danej substancji czynnej. Ten warunek słuszny jest także dla ciał, których atomy mogą zajmować więcej możliwych stanów energetycznych, a nie tylko dwa stany, jak to założono w powyższym rozumowaniu.

Ilość atomów N danego ciała, znajdujących się w określonym stanie energetycznym E , ustala tzw. rozkład Maxwella-Boltzmana w postaci zależności:

$$N = N_1 e^{-\frac{E-E_1}{kT}} \quad (2)$$

gdzie: N_1 - ilość atomów w stanie podstawowym,

E_1 - energia w stanie podstawowym,

T - temperatura bezwzględna,

$k = 8,6 \cdot 10^{-5} \frac{\text{eV}}{\text{°K}}$ - stała Boltzmana.

Zależność (2) przedstawiono na rys. 1^x).

Rozkład Maxwella-Boltzmana wywołany określoną temperaturą ciała T uniemożliwia rozwinięcie jakiegokolwiek akcji laserowej, ponieważ ze względu na $E > E_1$ zawsze będzie $N < N_1$ i rzeczywiście: wśród spotykanych ciał, które przecież znajdują się stale pod wpływem promieniowania elektromagnetycznego (w tym także pod wpływem promieniowania świetlnego) nie obserwuje się występowania akcji

¹⁾ Wszystkie rysunki są zamieszczone na końcu artykułu.

laserowej. Aby zbadać możliwość otrzymania stanu $N > N_1$, czyli możliwość uzyskania inwersji obsadzeń, należy przeanalizować równanie (2). Jeżeli założyć, że atomy mogą zajmować tylko dwa stany energetyczne E_1 i E_2 , to przekształcając (2) będzie:

$$T = - \frac{1}{k} \ln \frac{E_2 - E_1}{N_2} \frac{N_1}{N_1} \quad (3)$$

gdzie: N_1 - ilość atomów w stanie E_1 ,

N_2 - ilość atomów w stanie E_2 .

Z powyższego (3) wynika, że w założeniu $E_2 > E_1$ można osiągnąć $N_2 > N_1$ tylko przy $T < 0$, czyli dla ujemnych wartości temperatury bezwzględnej.

Przytoczone rozumowanie można interpretować w ten sposób, że niemożliwe jest osiągnięcie inwersji obsadzeń, ponieważ niemożliwe jest uzyskanie ujemnej temperatury bezwzględnej. Należy jednak zauważyć, że w równaniu (3) wielkości k , E_1 i E_2 są stałe, a zatem temperatura bezwzględna T jest funkcją stosunku $\frac{N_2}{N_1}$. Ten zaś stosunek jest miarą zaabsorbowanej energii. Rzeczywiście zgodnie z rozkładem Maxwella-Boltzmana największa ilość atomów N_1 znajduje się w najniższym stanie energetycznym E_1 . Chcąc uzyskać $N_2 > N_1$ (przy stałej ilości atomów ciała $N_1 + N_2 = \text{const}$) należy spowodować przejście atomów ze stanu podstawowego N_1 w stan wzbudzony N_2 . W tym celu atomy w stanie podstawowym muszą zaabsorbować fotony, zatem należy im dostarczyć energii. Miarą tej dostarczo-

nej energii będzie uzyskany stosunek $\frac{N_2}{N_1}$. Zależność pomiędzy temperaturą bezwzględną i energią wyrażoną tym stosunkiem przedstawiono na rys. 2. Można zatem uzyskać stan $N_2 > N_1$ kosztem nakładu energii i twierdzić, że tym samym uzyskało się w atomie ujemną temperaturę bezwzględną. Rozumieć jednak pod tym stwierdzeniem należy pewien stan energetyczny atomów.

Uzyskanie inwersji obsadzeń drogą napromieniowania napotyka jednak w rozważanym przypadku atomów dwupoziomowych poważną trudność. Jak już bowiem powiedziano, fotony będą nie tylko wzbudzały atomy w stanie podstawowym, lecz także będą wywoływały emisję z atomów już wzbudzonych. W ogólnym więc przypadku tą metodą można uzyskać co najwyżej stan równowagi $N_1 = N_2$ niewystarczający do wywołania emisji wymuszonej.

W celu uzyskania inwersji obsadzeń w atomach stosuje się metodę postępowania, polegającą na wykorzystaniu trzech poziomów energetycznych i napromieniowywaniu atomu fotonami o dwóch różnych długościach fali. Inna długość fali powoduje wzbudzenie się atomów, a inna wywołuje emisję wymuszoną. Schemat kolejnych faz procesu zachodzącego w laserze trójpoziomowym przedstawiono na rys. 3. Atom jest najpierw napromieniowywany fotonem hf_{13} , który powoduje wzbudzenie do stanu energetycznego E_3 . Jest to tzw. proces "pompowania". Druga faza to bezpromieniste przejście w stan energetyczny E_2 . W trzeciej fazie po pobudzeniu fotonem hf_{12} następuje wzmacnianie, czyli emisja wymuszona i powrót atomu do stanu podstawowego.

Przygotowaniu i realizacji emisji wymuszonej wg schematu na rys. 3 towarzyszy zachodząca bez przerwy wymiana energii, wynikająca z absorpcji i emisji spontanicznej w sąsiednich atomach. W laserach emisję wymuszoną inicjują takie wyemitowane spontanicznie fotony i z tego powodu laser jest raczej generatorem aniżeli wzmacniaczem. Prawdopodobieństwo emisji spontanicznej fotonów hf_{12} wywołującej akcję laserową zależne jest od czasu życia elektronów znajdujących się w stanie energetycznym E_2 wg rys. 3. Dlatego czasy życia na poszczególnych poziomach oraz związane z nimi prawdopodobieństwa przejść międzypoziomowych grają w laserze istotną rolę.

Jednakże ogólnie biorąc, emisja spontaniczna z poziomu E_2 jest niepożądana, ponieważ stanowi upływ elektronów z tego poziomu i niekorzystnie zmienia stosunek $\frac{N_2}{N_1}$, którego wielkość bezpośrednio decyduje o natężeniu wiązki wyjściowej. W przypadku dużego upływu maleje sprawność lasera, ponieważ część mocy wydatkowanej na pompowanie fotonów hf_{13} , która następnie zostaje przekazana fotonom hf_{12} emitowanym spontanicznie, jest stracona. Dlatego korzystniejszy jest laser pracujący w układzie czteropoziomowym, którego zasadę działania przedstawiono poglądowo na rys. 4. W tym przypadku w emisji wymuszonej nie uczestniczy poziom podstawowy. W układzie takim łatwiej jest uzyskać inwersję obsadzeń, ponieważ ilość atomów N_1 jest znacznie mniejsza aniżeli ilość atomów znajdujących się w stanie podstawowym i tym samym łatwiej spełnić wymaganie $N_2 > N_1$. Praktycznie lasery pracują najczęściej w układzie czteropoziomowym.

Ażeby laser mógł działać, konieczne jest zsynchronizowanie i skoncentrowanie emisji wymuszonej, zachodzącej w różnych atomach. Zadanie to spełnia rezonator, przy czym ze względu na bardzo małą długość fali w pasmie optycznym i wynikające stąd małe straty na ugięcie stosuje się rezonator otwarty w postaci interferometru Fabry-Perota, złożonego z dwóch odbijających zwierciadeł. Zasadę porządkowania fotonów emisji wymuszonej w rezonatorze lasera przedstawiono na rys. 5.

Pod wpływem promieniowania pompującego duża część atomów przechodzi w stan wzbudzony. Następnie fotony, emitowane spontanicznie inicjują zjawisko emisji wymuszonej. Jeżeli emisja wymuszona występuje w kierunku nieosiowym, to ze względu na małą długość drogi w obszarze atomów wzbudzonych wzmocnienie tego promieniowania jest niewielkie i stanowi energię rozproszenia. Kierunek równoległy do osi rezonatora jest uprzywilejowany. W tym kierunku narasta lawinowe spiętrzenie fotonów, które opuszczają rezonator przez częściowo przepuszczalne zwierciadło w postaci silnie wzmocnionej wiązki światła. Powstającej w rezonatorze lawiny fotonów nie zakłóci bynajmniej inny rozwijający się równoległe do osi ciąg lawinowy, ponieważ foton ma charakter falowy i odbijająca powierzchnia unormuje fazę padającej fali tak, że w rezultacie w rezonatorze powstaną ściśle określone fale stojące.

Dla potrzeb teletransmisji jest rzeczą bardzo ważną, aby laser emitował falę ciągłą. Może to nastąpić tylko wtedy, kiedy ilość atomów wzbudzonych będzie stale większa, aniżeli ilość fotonów w wiązce wyjściowej, o tyle,

aby skompensować straty układu. Jeżeli straty w mierze logarytmicznej oznaczyć przez δ , długość rezonatora przez l , zaś wzmocnienie przez α , to po każdym dwukrotnym przejściu rezonatora energia fali zmieni się $e^{1(\alpha l - \delta)}$ razy i tyleż wynosi wzmocnienie od przejścia przez określony punkt rezonatora do ponownego przejścia przez ten sam punkt w tym samym kierunku. Jeżeli więc emisja spontaniczna zachodzi z szybkością n kwantów na sekundę, zaś t oznacza współczynnik przezroczystości zwierciadła częściowo przepuszczającego, to z lasera będzie emitowana 5 fala światła o energii

$$E = \frac{n h f t}{1 - e^{2(\alpha l - \delta)}} \quad (4)$$

Warunkiem progowym jest $\alpha l = \delta$ i wówczas $E \rightarrow \infty$. Natomiast stałość poziomu energii wyjściowej $E = \text{const.}$ można utrzymać, gdy wzmocnienie α jest nieco mniejsze od stosunku $\frac{\delta}{l}$.

2.2. Rodzaje laserów

W praktycznych realizacjach laserów zbudowanych z wykorzystaniem ciał stałych stosuje się domieszkowanie jonów materiału aktywnego do kryształów różnych związków chemicznych w ilości nie przekraczającej zwykle 1%. Do najważniejszych warunków, jakie powinien spełniać laserowy materiał aktywny należy [6] bardzo mała szerokość tzw. linii widmowej, bardzo mała absorpcja fali o częstotliwości f_{12} odpowiadającej odległości poziomów E_1 i

E_2 , które uczestniczą w emisji wymuszonej, oraz mniejszy czas życia na poziomie niższym E_1 aniżeli czas życia na poziomie wyższym E_2 . Jako materiał aktywny stosuje się pierwiastki ziem rzadkich, pierwiastki metali przejściowych, takich jak chrom, nikiel, kobalt oraz spośród aktynowców uran.

Na rysunku 6 przedstawiono poziomy energetyczne kilku ośrodków laserowych. Grubymi czarnymi ostrzami oznaczono poziomy lub pasma absorpcyjne nadające się do pompowania. Strzałkami oznaczono przejście laserowe z podaniem długości wypromieniowanej fali. Za wyjątkiem rubinu są to lasery pracujące w układzie czteropoziomowym.

Wywołanie w laserze emisji fali ciągłej zależy od warunków pracy lasera, w tym również od temperatury. Większość laserów jonowych wymaga chłodzenia. Spośród ośrodków przedstawionych na rys. 6 fluorek wapnia domieszkowany dysprozem pracował falą ciągłą w temperaturze 77°K , zaś impulsowo w temperaturze 145°K [7], natomiast we fluorku wapnia, który domieszkowano uranem wywołano falę ciągłą w temperaturze 77°K , zaś pracę impulsową w temperaturze pokojowej [8]. Wolframian wapnia domieszkowany neodymem może pracować w temperaturze pokojowej zarówno impulsowo, jak i falą ciągłą. Uzyskano również pracę ciągłą w rubinie przy temperaturze pokojowej [9] [10]. Do pracy falą ciągłą w temperaturze pokojowej szczególnie nadaje się laser granatowy [11], [12], czyli taki, w którym neodym domieszkowany jest do glinianu itru ze względu na dużą moc wyjściową rzędu watów [13]. Lasery YAG:Nd (skrót YAG określenia yttrium aluminium garnet)

charakteryzują się ponadto względnie dużą sprawnością $> 1\%$. Niedawno zasygnalizowano [14] o budowie takiego lasera mocy 105 W i sprawności 2,9%, pompując lampą kryptonową rdzeń granatowy 5x50 mm.

Pewną odmianę laserów jonowych stanowią lasery, w których jony materiału aktywnego są domieszkowane do szkła. Umożliwia to wykonanie rdzeni o kilkucentymetrowej średnicy i chociażby dwumetrowej długości [15], wskutek czego uzyskuje się większą moc wyjściową i jednorodność częstotliwości fali wyjściowej. Dużą niedogodnością laserów szklanych jest mała przewodność cieplna szkła co utrudnia ich zastosowanie jako źródeł fali ciągłej.

Osobną grupę laserów stanowią lasery półprzewodnikowe. Charakteryzują się one nieco odmiennym procesem uzyskiwania emisji wymuszonej i związaną z tym różnorodnością metod pompowania. Akcję laserową można uzyskać [16]:

- przez bombardowanie strumieniem elektronów,
- przez naświetlanie strumieniem fotonów,
- przez wstrzykiwanie nośników.

Szczególnie interesująca jest ostatnia z wymienionych metod ze względu na możliwość bezpośredniej ilościowej kontroli nad wzbudzeniem. W przypadku wstrzykiwania nośników do półprzewodnika typu p-n emisja wymuszona rozwija się w cienkiej warstwie przejściowej (strefa i) rzędu kilku mikrometrów, co umożliwia budowę lasera o bardzo małych wymiarach, podyktowanych w zasadzie koniecznością odprowadzenia ciepła. Poważną wadą laserów półprzewodnikowych jest konieczność pracy w niskich temperaturach,

jeżeli chce się uzyskać pracę ciągłą i poprawną charakterystykę częstotliwościową. Ze względu na charakter zachodzących procesów w laserze półprzewodnikowym bardzo trudne jest uzyskać stabilne promieniowanie wyjściowe, natomiast sprawność tego typu lasera jest rzędu 50%.

Dla wywołania emisji wymuszonej w złączu p-n muszą być spełnione następujące warunki [17]:

- rekombinacja nośników musi polegać na takich przejściach, którym towarzyszy promieniowanie światła;
- iniekcja nośników musi być tak wielka, aby emisja przewyższała absorpcję w stopniu pozwalającym na pokrycie strat;
- urządzenie powinno zapewniać rozchodzenie się światła w pewnym określonym kierunku przy silnym sprzężeniu zwrotnym.

Trzeci warunek sprowadza się do zbudowania rezonatora, który najczęściej wykonuje się wykorzystując wypolerowane ścianki półprzewodnika. Dwa pierwsze warunki dotyczą doboru samego materiału aktywnego. Jak dotychczas, požądane działanie zapewniają półprzewodniki grupy III i V typu $A^{III} B^V$, takie jak arsenek galu GaAs, który jest pierwszym i najlepiej zbadanym półprzewodnikowym materiałem laserowym [18].

W początkowym okresie rozwoju laserów, a w pewnej mierze i obecnie, specjalną rolę w badaniach nad ich zastosowaniem w teletransmisji odegrał laser gazowy. Przyczyn tego stanu rzeczy należy doszukiwać się w tym, że ośrodek gazowy może być o wiele bardziej jednorodny aniżeli

ciało stałe [19]. Nie ma w nim żadnych naprężeń, smug lub baniek, natomiast rozmieszczenie przestrzenne zawartych w nim atomów materiału aktywnego jest bardzo równomierne.

W szczególności w laserze gazowym można pominąć tzw. straty dyfrakcyjne, ponieważ drganiom podlega cała objętość materiału aktywnego w maksymalnym jej przekroju. W wyniku tej jednorodności przy odpowiednio stabilnej budowie można z lasera gazowego uzyskać jednorodną pod względem częstotliwości falę świetlną wyrażającą się w skali częstotliwości linią rezonansową szerokości kilku herców, co świadczy o wysokim stopniu jej monochromatyczności określonej liczbą jeden na 10^{14} [5]. Poważną wadą laserów gazowych jest natomiast ich mała moc wyjściowa wynikająca z faktu, że gęstość atomów aktywnych jest tu mniejsza 10^5 razy w porównaniu z laserem jonowym na ciele stałym. Zwiększanie mocy wyjściowej drogą zwiększania ilości atomów aktywnych prowadzi do budowy wielometrowych rur szklanych bardzo w praktyce niewygodnych i wręcz niemożliwych do stosowania w urządzeniach przenośnych.

Przedstawicielem grupy laserów gazowych jest laser helowo-neonowy. Układ poziomów energetycznych obydwóch gazów przedstawiono na rys. 7. Energia pompowania optycznego, skierowana do atomów helu, zostaje następnie drogą zderzeń międzycząsteczkowych przekazana atomom neonu. Dodatkowo atomy neonu są pobudzane drogą zderzeń z elektronami. Przejścia laserowe występują pomiędzy poziomami $2s-2p$, a ponieważ obydwa poziomy są wielokrotne, mo-

że pomiędzy nimi wystąpić 30 przejść [20], przy czym naj- silniejsze przejście występuje dla układu $2s_2 \rightarrow 2p_4$, da- jąc promieniowanie o długości fali $\lambda = 1,153 \mu\text{m}$.

Z poziomu $2p$ atomy neonu przechodzą na poziom $1s$, przy czym temu przejściu towarzyszy emisja spontaniczna, da- jąc czerwone światło. Powrót do stanu podstawowego na- stępuje drogą oddania energii ściankom rury, która z te- go powodu nie powinna mieć dużej średnicy, ponieważ tyl- ko mała średnica rury zapewnia częste zderzenia atomów ze ściankami i tym samym przyspiesza opróżnianie poziomu $1s$ neonu.

Na rysunku 7 pokazano jeszcze dwa inne często spoty- kane przejścia laserowe, a mianowicie: promieniowanie czerwone w układzie $3s - 2p$ przy $\lambda = 0,6328 \mu\text{m}$ oraz pro- mieniowanie podczerwone w układzie $3s - 3p$ przy $\lambda = 3,39 \mu\text{m}$. W laserze helowo-neonowym można uzyskać wiele innych nie wspomnianych i nie pokazanych na rysunku przejść lasero- wych o różnych długościach i różnych mocach wyjściowych (zob. np. omówienie [21]).

Laser gazowy jest zbudowany w ten sposób, że wypełnio- na gazem lub ich mieszaniną rura szklana jest umieszczo- na w rezonatorze, jak to pokazano na rys. 8. Najczęściej rura ma denka nachylone pod kątem Brewstera, co zapewnia polaryzację liniową fali wyjściowej. Zwykle tylko jedno ze zwierciadeł rezonatora jest przepuszczające. Jako przy- kład realizacji można podać jeden z pierwszych laserów He-Ne, w którym uzyskano akcję laserową przy dziesięcio- krotnie większej ilości helu w stosunku do neonu przy ci- śnieniu $0,7 \text{ tora}$, stosując napięcie zasilania 1700 V i

prąd 25 + 50 mA [22]. Na Politechnice Warszawskiej zbudowano w 1963 r. laser He-Ne [23] o składzie gazu: He-0,7 Tr; Ne-0,1 Tr, uzyskując moc wyjściową $P_{\max} = 3,66$ mW przy napięciu zasilania 1600 V i prądzie 40 mA. Długość generowanej fali wynosiła 1,153 nm, kąt rozbieżności wiązki dla modu TEM_{00q} około 5° , zaś stałość modu TEM_{00q} powyżej 8 godz.

2.3. Światło lasera

Z przeprowadzonych rozważań wynikałoby, że zwłaszcza laser gazowy może emitować falę ściśle monochromatyczną o częstotliwości f i energii E według równania (4). Tak jednak nie jest, albowiem warunkiem występowania takiej ściśle monochromatycznej fali jest nieskończenie długi czas trwania drgań. Jeżeli drgania występują w skończonym przedziale czasu Δt , wówczas zajmują pewne widmo Δf określone całą Fouriera i dające w skali częstotliwości tzw. linię widmową [24]. Zakładając, że układ Fabry-Perota danego lasera gazowego składa się z dwóch nieskończenie dużych zwierciadeł płasko-równoległych wszystkie drgania rezonansowe, czyli tzw. drgania własne posiowe, będą występowały w płaszczyznach równoległych do zwierciadeł, tworząc płaszczyzny węzłowe w określonych odległościach od obydwóch zwierciadeł. W ten sposób spośród częstotliwości składających się na linię widmową ulegną wzmocnieniu rezonansowemu tylko te fale, których połowy długości mieszczą się całkowitą ilość razy w długości rezonatora l. Wynika stąd [25], że częstotliwości rezonansowe są określone jako

$$f_m = m \cdot \frac{c}{2l} \cdot \frac{1}{n} \quad (5)$$

gdzie: c - prędkość światła w próżni,
 m - liczba całkowita,
 n - współczynnik załamania ośrodka;

i są rozłożone w skali częstotliwości w odstępach co

$$\Delta f_r = f_{m+1} - f_m.$$

W rezonatorze optycznym $\lambda \ll l$ i na długości rezonatora może "zmieścić się" znaczna ilość drgań własnych nawet przy wąskiej linii widmowej. Przykładowo na rys. 9 przedstawiono rozszerzenie linii widmowej neonu w laserze helowo-neonowym o długości $l = 60$ cm, pracującym na fali o długości $\lambda = 6328\text{Å}$. Przy szerokości linii widmowej 1500 MHz rezonanse występują co 250 MHz, jeśli zastosowano zwierciadła płaskorównoległe, i co 125 MHz, jeśli zastosowano zwierciadła wklęsłe współogniskowe.

Z badań przeprowadzonych nad interferometrem Fabry-Perota [26] [27] [28] wynika, że w rezonatorze lasera z uwagi na małe rozmiary zwierciadeł w stosunku do długości rezonatora oprócz drgań poosiowych występują inne drgania, zwane modami. Od wyrazów Transverse Electro-Magnetic mody poprzeczne oznacza się skrótem TEM_{mnq} , gdzie m i n określa liczbę węzłów fali wzdłuż współrzędnych układu prostokątnego lub w przypadku zwierciadeł okrągłych liczbę węzłów fali wzdłuż promienia i kąta. Litera q oznacza liczbę półfal drgań poosiowych związanych z danym drganiem poprzecznym.

W wyniku nakładania się różnych modów w rezonatorze mogą pojawić się dalsze kombinacje drgań. Na rys. 10 przedstawiono schematowo konfigurację modów w rezonatorze o zwierciadłach prostokątnych i zwierciadłach okrągłych, a także syntezę różnych drgań modu TEM_{01} jako wynik nakładania się drgań składowych w rezonatorze lasera helowo-neonowego.

Występowanie wielu rodzajów częstotliwości dotyczy ośrodków niezależnie od stanu skupienia. Na rys. 11 przedstawiono typowy rozkład grup modów poosiowych, występujących w rezonatorze lasera półprzewodnikowego, pracującego falą ciągłą. W każdej grupie modów liczba m określająca rodzaje prostopadłe do płaszczyzny złącza diody GaAs i liczba q określająca rodzaje podłużne pozostają stałe. Liczba n określająca rodzaje równoległe do płaszczyzny złącza wzrasta o jedność przy kolejnych częstotliwościach rezonansowych, gdy długość fali maleje.

Z punktu widzenia teletransmisji obecność wielu częstotliwości jest niepożądana, ponieważ moc wyjściowa lasera rozkładając się na różne drgania, w rezultacie zmniejsza sprawność urządzenia. Liczne drgania należy traktować jako dodatkowy szum lasera, co zwiększa poziom szumów, zmniejszając stosunek sygnału do szumu i obniżając tym samym jakość łącza teletransmisyjnego. Przeciwnie, dla potrzeb teletransmisji wskazane jest uporządkowanie fali powstającej w rezonatorze.

W celu wyeliminowania zbędnych częstotliwości stosuje się różne metody selekcji. W laserach gazowych buduje się denka rur nachylone do osi pod kątem Brewstera

(por. rys. 8), co zapewnia polaryzację liniową fali wyjściowej, to znaczy takie ukierunkowanie wektorów elektrycznego i magnetycznego, że zmiany długości w czasie każdego z nich zachodzą w innej płaszczyźnie, a obie płaszczyzny pozostają względem siebie prostopadłe. Często stosowaną, chociaż kosztowną, metodą jest zastosowanie specjalnych wielowarstwowych zwierciadeł selektywnych takich, że częstotliwości niepożądane są wytłumiane przy odbiciu. Inna metoda polega na umieszczeniu w rezonatorze pryzmatu dyspersyjnego i ustawieniu zwierciadeł rezonatora pod takim kątem, jaki odpowiada wzmocnieniu pożądanej częstotliwości. Stosuje się także wewnątrz rezonatora komórkę z gazem, który absorbuje wybrane częstotliwości [31], a nie tak dawno doniesiono o udanym zastosowaniu w tym celu płytki chromoniklowej [32] o grubości rzędu $50 + 150 \text{ \AA}$. Wreszcie, jak wynika z (5), można wyeliminować zbędne częstotliwości rezonansowe drogą zmniejszenia długości rezonatora. Zbudowano na przykład jednomodowy laser helowo-neonowy [33], w którym przy długości rezonatora wynoszącej 75mm występuje tylko rodzaj podstawowy TEM_{00} . Moc takiego lasera nie może być duża ze względu na małą ilość materiału aktywnego i rzeczywiście w optymalnych warunkach podana maksymalna chwilowa moc wyjściowa wynosiła 0,2 mW.

Ogólnym dążeniem w budowie rezonatorów jest zapewnienie niewielkich strat energii. Na straty energii w rezonatorze składają się straty odbiciowe, wynikające z pochłaniania części energii przez zwierciadła, i straty na ugięcie. Te ostatnie są zależne od liczby Fresnela o-

kreślonej przez stosunek $\frac{a^2}{b\lambda}$, gdzie a jest promieniem zwierciadła (w przypadku zwierciadeł okrągłych), b odległością pomiędzy zwierciadłami, zaś λ długością fali. Im większa jest liczba Fresnela, a więc im większe zwierciadło przy tej samej długości rezonatora, tym mniejsze straty na ugięcie. Ponadto straty ugięciowe są zależne od samego kształtu zwierciadeł. Na rys. 12 przedstawiono schematycznie różnych kształtów zwierciadła rezonatorów laserowych. Bardzo korzystny jest układ konfokalny jako mało wrażliwy na rozregulowanie, jednakże częstotliwości rezonansowe są w tym przypadku proporcjonalne do wielkości $\frac{1}{4f}$ (por. /5/), a zatem występują dwa razy częściej aniżeli w przypadku zwierciadeł płaskorównoległych. Porównanie strat ugięciowych dla różnych rodzajów drgań w przypadku rezonatorów płaskorównoległego i konfokalnego w funkcji liczby Fresnela prowadzi do wniosku [34], że w rezonatorach konfokalnych straty ugięciowe są mniejsze, a ponadto mało zależne od wartości liczby Fresnela.

Bardzo ważną z punktu widzenia teletransmisji cechą światła laserowego jest jego kierunkowość. Stopień kierunkowości określa się rozbieżnością wiązki, przy czym przekrój poprzeczny wyjściowego strumienia fotonów jest narzucony kształtem wyjściowej apertury urządzenia. Na tej aperturze występuje ugięcie światła i dlatego za miarę rozbieżności wiązki laserowej przyjmuje się kąt α , pod którym ze źródła światła widać tzw. "Krażek Airy'ego", czyli krążek centryczny względem pierścieni interferencyjnych, powstający przy przechodzeniu światła przez aperturę. Kąt ten określony jest zależnością:

$$\alpha = 1,22 \frac{\lambda}{D} \quad (6)$$

gdzie D - średnica apertury wyjściowej.

Z (6) wynika, że w celu zmniejszenia rozbieżności wiązki wyjściowej należy stosować możliwie duże średnice apertury urządzenia wyjściowego. Prowadzi to do układu anteny optycznej. Na rys. 13 przedstawiono układy dwóch różnych typów anteny optycznej: anteny soczewkowej i zwierciadlanej (lustrzanej). Antena soczewkowa jest teleskopem. Przy zastosowaniu tej anteny średnica wiązki zostaje zwiększona w stosunku ogniskowych obiektywu i okularu. Kąt rozbieżności określony jest przez (6), przy czym D jest średnicą obiektywu. Antena zwierciadlana daje powiększenie średnicy wiązki w stosunku równym stosunkowi przekrojów zwierciadeł.

Należy zaznaczyć, że ze względu na małą długość fali rozbieżność wiązki światła jest o wiele mniejsza, aniżeli na przykład wiązki mikrofalowej przy tej samej średnicy anteny. Jeżeli stosunek długości fali w obu zakresach określić jako równy 10^4 (dla fali o długości 6 mm), to średnica anteny mikrofalowej musiałaby być 10^4 razy większa dla otrzymania tej samej rozbieżności α .

Reasumując można określić [37] następujące podstawowe własności monochromatycznego światła laserowego przeznaczonego dla potrzeb teletransmisji:

- ściśle określona kierunkowość i duża intensywność promieniowania;

- brak zbędnych modów w wyniku ich selekcji w rezonatorze;
- zawężona linia widmowa;
- polaryzacja promieniowania.

W istocie rzeczy wszystkie te własności są wynikiem warunków wzajemnego oddziaływania pomiędzy emisją wymuszoną i strukturą rezonatora.

3. PODSTAWOWE PARAMETRY SYSTEMU

Podstawowym parametrem każdego systemu łączności jest pojemność informacji kanału, czyli ilość informacji, jaka w jednostce czasu może być przekazana danym kanałem. Pojemność informacji C określona jest prawem Shannona [38]:

$$C = \Delta f \lg_2 \left(1 + \frac{P_s}{P_{sz}} \right) \quad (7)$$

gdzie: f - szerokość przenoszonego pasma częstotliwości,

P_s - moc sygnału,

P_{sz} - moc szumów.

Dla dużych wartości stosunku mocy sygnału do mocy szumów można zaniedbać jedność w nawiasie i wtedy zależność (7) upraszcza się.

Rozpatrując wielkość szumów na wyjściu odbiornika, można w zakresie częstotliwości pasma widzialnego wyróżnić [39] następujące ich źródła:

- szумы elektronowe odbiornika uwarunkowane niedoskonałością materiału detektora, a charakteryzowane równoważną liczbą kwantów na jego wejściu;

- szумы zakłóceń uwarunkowane trafieniem do odbiornika promieniowania źródeł obcych;

- szумы uwarunkowane odmienną temperaturą urządzeń od temperatury zera bezwzględnego.

Szумы uwarunkowane niedoskonałością materiałów można zmniejszyć przez dobór metody odbioru lub drogą zastosowania małoszumiącego fotodetektora. Z analizy przeprowadzonej nad różnymi rodzajami odbiorników wynika [40], że najmniej szumiący odbiór uzyskuje się przy zastosowaniu licznika kwantowego.

Szумы pochodzące od źródeł obcych mają znaczenie w systemach pracujących w ośrodkach otwartych, jak przestrzeń kosmiczna i atmosfera ziemska. Szумы tego typu można obniżyć przez zastosowanie odpowiedniego filtra, jeżeli znana jest charakterystyka źródła szumów. Dla źródeł obcych, takich jak słońce, dzienne niebo, nocne niebo, charakterystyki te zostały określone [41] i powinny być uwzględnione w realizacji systemu.

Szумы uwarunkowane odmienną temperaturą urządzeń od zera bezwzględnego są nierozłącznie związane z samym procesem generacji i nie mogą być zmniejszone. Okazuje się bowiem [42], że nawet idealny wzmacniacz emituje pewne widmo gęstości szumów określone funkcją:

$$\Psi(f) = \frac{hf}{e^{\frac{hf}{kT}} - 1} + hf \quad (8)$$

Funkcja ta zmienia się w zależności od stosunku $\frac{hf}{kT}$, który przy stałej temperaturze zależy tylko od częstotliwości.

Jeżeli (8) rozłożyć na szereg, to okaże się, że funkcja $\Psi(f)$ zależy od częstotliwości w ten sposób, że dla małych częstotliwości, gdy $hf \ll kT$, funkcja $\Psi(f) \rightarrow kT$, natomiast dla częstotliwości bardzo dużych, gdy $hf \gg kT$, funkcja $\Psi(f) \rightarrow hf$. Wynika stąd, że w pewnym zakresie częstotliwości wielkość szumów jest wprost proporcjonalna do temperatury, a w innym zakresie jest wprost proporcjonalna do częstotliwości. W tym ostatnim przypadku noszą one nazwę szumu kwantowego lub niebieskiego w odróżnieniu od szumu białego zależnego od temperatury. Szum kwantowy lasera tłumaczy się emisją spontaniczną, zachodzącą obok emisji wymuszonej. Moc szumu kwantowego jest zależna od liczności atomów znajdujących się w stanie wzbudzonym [6], a mianowicie

$$P_{sz} = \frac{1}{1 - \frac{N_1}{N_2}} \cdot hf \cdot \Delta f \quad (9)$$

gdzie N_1 i N_2 ilość atomów odpowiednio w stanie energetycznym niższym i w stanie energetycznym wyższym.

Częstotliwość, przy której wartości szumów: białego i niebieskiego są jednakowe określona jest przez zależność $hf = e kT$, gdzie $e \approx 2,718$ i wynosi $1,6 \cdot 10^{13}$ Hz [43].

Częstotliwość pracy na przykład lasera helowo-neonowego jest około 40 razy większa i tym samym znajduje się już w obszarze przewagi szumu kwantowego. Na rys. 14 przedstawiono zależność pomiędzy wartością szumów a częstotliwością sygnału dla trzech różnych temperatur dla idealnego wzmacniacza oraz dla idealnego linearnego detektora amplitudy lub fazy.

Z równań (7) i (9) wynika, że dla utrzymania stałej wartości pojemności informacji ze wzrostem częstotliwości powinna wzrastać moc sygnału. Dokładniejsza analiza przeprowadzona dla pasma $\Delta f = 10^9$ Hz przy temperaturze 290°K i różnych poziomach mocy sygnału, której wyniki przedstawiono na rys. 15, wykazała że istnieje pewna wartość graniczna, powyżej której pojemność informacji w funkcji częstotliwości maleje.

Określona pojemność informacji kanału pozwala wyznaczyć minimalną moc, jaką należy dostarczyć na wejście odbiornika. Jeżeli mianowicie m określa liczbę fotonów potrzebną do przeniesienia jednostki informacji, zaś wydajność kwantowa odbiornika wynosi n , to wymagana liczba kwantów na wejściu odbiornika dla przeniesienia C informacji jest określona [46] przez $\frac{m}{n} \cdot C$. Jeżeli przyjąc [47], że $m = 30$, to minimalna moc wejściowa odbiornika związana jest z pojemnością informacji następująco

$$P_{\min} = \frac{30C}{n} hf \quad (10)$$

Jeżeli uwzględnić wszystkie straty mocy w systemie, a przede wszystkim tłumienność ośrodka transmisyjnego,

to równanie (10) można wykorzystać do określenia minimalnej mocy wyjściowej nadajnika.

4. DZIAŁANIE PODSTAWOWYCH URZĄDZEN

4.1. Schemat blokowy

Ze względu na metodę nadawania i odbioru w urządzeniach odpowiednio nadawczych i odbiorczych można wyróżnić trzy podstawowe struktury systemów teletransmisyjnych przedstawione na rys. 16 dla jednego z dwóch kierunków transmisji w założeniu modulacji o podziale częstotliwościowym. Systemy te zanalizowano [48] w aspekcie łączności kosmicznej, ale nie ma zasadniczych przeszkód do uogólnienia rozważań z uwagi na niezależność metody nadawania i odbierania sygnału od rodzaju ośrodka, przez który przechodzi transmisja.

Pierwszy z przedstawionych na rys. 16 układów jest systemem prostej detekcji (skrót DDS określenia Direct Detection System), charakteryzujący się prostotą schematu. Sygnał częstotliwości nośnej z nadajnika laserowego L wchodzi na wejście modulatora M, do którego doprowadzone jest jednocześnie pasmo częstotliwości modulujących. Po zmodulowaniu sygnał zostaje wprowadzony do optycznego układu wyjściowego O nadajnika.

Modulator M powiązany jest z generatorem L w sposób, który nosi nazwę modulacji zewnętrznej w odróżnieniu od modulacji wewnętrznej [49] [50], polegającej na wprowadzeniu układu modulacji do rezonatora laserowego. W

tym ostatnim przypadku modulacja odbywa się niejako wspólnie z generacją i fala wyjściowa z generatora jest jednocześnie falą zmodulowaną. Pomimo jednak tak zachęcającego uproszczenia urządzeń modulacja wewnętrzna ma poważne wady, z których najważniejszą jest ograniczenie pasma częstotliwości. Jak wynika z przeprowadzonych rozważań [51], modulacja wewnętrzna polega w istocie rzeczy na pomnażaniu bądź zubożeniu energii elektromagnetycznej zmagazynowanej w rezonatorze. Tego rodzaju zmiana nie może nastąpić szybciej aniżeli pozwala na to szerokość pasma rezonatora określona jego dobrocią. Z tego powodu modulacja wewnętrzna nie nadaje się do wykorzystania w przypadku modulowania szerokiej wstęgi częstotliwości. Modulacja zewnętrzna nie wprowadza pod tym względem ograniczeń ze względu na radykalne, przestrzenne oddzielenie procesów generacji i modulacji.

Na wejściu odbiornika znajduje się filtr optyczny F, który zabezpiecza odbiornik przed szumami od źródeł obcych, a następnie fotodetektor A, który ma za zadanie przekształcić strumień fotonów fali optycznej w prąd elektronowy. Następne bloki: wzmacniacz prądowy B, układ dopasowujący R i wzmacniacz C mają zadanie uzyskania dostatecznego wzmocnienia mocy. Na wyjściu odbiornika znajduje się demodulator D, który odtwarza pasmo częstotliwości doprowadzone pierwotnie do modulatora w nadajniku.

Drugi układ z przedstawionych na rys. 16 uwzględnia odbiór heterodynowy (skrót LHS określenia Local Heterodyne System) w ten sposób, że na wejście fotodetektora wprowadzany jest sygnał lokalnego generatora laserowego H.

Wprowadzenie tego sygnału ma na celu uzyskanie dużego stosunku sygnału do szumu i dużej czułości układu, ponieważ wykorzystuje się częstotliwość różnicową dwóch laserów. Poważną wadą tej metody odbioru jest konieczność zapewnienia dużej czystości widma lasera lokalnego a przede wszystkim dużej stabilności jego częstotliwości, co powoduje konieczność wprowadzenia kontrolnego układu korygującego K. Odbiór taki wymaga równocześnie zapewnienia dużej równoległości wiązek światła obu generatorów.

Porównanie struktur DDS i LMS wykazuje [52], że w zakresie pasma, w którym istnieją czułe fotodetektory, tzn. do zakresu ok. 3 μm , korzystniejszy jest system prostej detekcji, ponieważ jest łatwiejszy w realizacji i eksploatacji, a przy niewielkim poziomie szumów może zapewnić charakterystyki bliskie charakterystykom uzyskiwanym w systemie z laserem lokalnym [53].

Trzeci układ TRS (skrót określenia Transmitted Reference System) nie wprowadza zmian po stronie odbiorczej w stosunku do DDS, wprowadza natomiast zmianę w nadajniku w postaci członu sprzężenia zwrotnego Z. Zapewnia to ogólnie znane korzyści, jakie wynikają z zastosowania sprzężenia zwrotnego, a w szczególności stabilizację pracy nadajnika, jednakże kosztem najniższej, spośród wszystkich trzech układów wartości stosunku sygnału do szumu, ponieważ tylko połowa mocy sygnału zostaje skierowana do odbiornika, przy niemal niezmięszzonej mocy szumów. Z tego względu układ TRS nie może być konkurencyjny w stosunku do dwóch pozostałych [40]. Nie o-

znacza to, że próby zastosowania sprzężenia zwrotnego w nadajniku zostały tym samym zaniechane. W szczególności w układzie o modulacji impulsowo-kodowej opracowano niedawno [54] dwa różne sposoby stabilizacji częstotliwości lasera granatowego, pracującego z kompresją impulsów (rozdz. 4.3), wykorzystując zasadę sprzężenia zwrotnego fali światła.

Należy nadmienić, że oprócz omówionych trzech układów w systemach teletransmisyjnych mogą znaleźć zastosowanie układy mieszane. Jako odrębny układ można potraktować również metodę odbioru z przedwzmacniaczem fali światła. Zadaniem takiego wzmacniacza wstępnego jest zapewnienie dużego poziomu sygnału tak, aby zneutralizować szumy wnoszone przez dalsze człony odbiornika, a w szczególności szumy fotodetektora [55].

4.2. Modulacja o podziale częstotliwościowym

Spośród metod modulacji o podziale częstotliwościowym najkorzystniejszą, jak wiadomo [56], z punktu widzenia wymaganej szerokości pasma częstotliwości jest modulacja amplitudy z zachowaniem jednej wstęgi bocznej i z eliminacją częstotliwości nośnej. Metoda ta wymaga dotrzymania warunku większej wartości stosunku sygnału do szumu według (7) aniżeli inne metody modulacji dla uzyskania takiej samej wartości pojemności informacji. Zasada zwielokrotniania kanałów polega na tym, że znormalizowane pasmo różnówne 300 + 3400 Hz poszczególnych kanałów akustycznych jest przesuwane w skali częstotliwo-

ści w różny sposób za pomocą częstotliwości nośnych, tworząc grupy wielokrotne. Ustawienie grup, czyli tzw. plan modulacyjny, jest cechą charakterystyczną danego systemu teletransmisyjnego i pozostaje w zależności od jego krotności. Po ostatnim stopniu modulacji wszystkie pasma rozmówne (a zatem i grupy) są ustawione w skali częstotliwości obok siebie, tworząc szerokie pasmo systemu wielokrotnego, które może być wprowadzone na wejście "informacja" modulatora M (rys. 16). Ogólnie biorąc, zasada pracy modulatora światła polega na wykorzystaniu zjawiska fizycznego, zachodzącego w materiale modulatora pod wpływem przyłożonego napięcia modulującego. Wynikiem tego zjawiska są zmiany parametrów fali światła, generowanej z lasera i przechodzącej przez modulator.

W bardzo wąskim zakresie częstotliwości próby modulacji światła były realizowane z powodzeniem już w latach trzydziestych dla potrzeb techniki filmowej [57] i telewizji. Szybki rozwój metod modulacji nastąpił dopiero po opracowaniu lasera, a niedawno również w języku polskim ukazało się bogato udokumentowane i zawierające wiele danych technicznych opracowanie tego tematu [58]. Przede wszystkim do modulacji światła wykorzystano zjawisko elektrooptyczne, polegające na zmianie współczynnika załamania światła pod wpływem przyłożonego pola elektrycznego. Wyróżnia się tu efekt Pockelsa [59], [60], charakteryzujący się wprost proporcjonalną zależnością pomiędzy zmianą współczynnika załamania i wartością natężenia przyłożonego pola elektrycznego, oraz efekt Kerra, charakteryzujący się tym, że zmiana współ-

czynnika załamania jest wprost proporcjonalna do drugiej potęgi natężenia pola elektrycznego [61]. Efekt Kerra występuje wyraźnie w niektórych kryształach [62] posiadających środek symetrii oraz w niektórych cieczach [63], natomiast efekt Pöckelsa w kryształach bez środka symetrii. Inna zasada modulacji światła to wykorzystanie magnetoptycznego efektu Faradaya, polegającego na zmianie współczynnika załamania światła pod wpływem przyłożonego pola magnetycznego [64]. Przeprowadzono również szereg pomyślnych doświadczeń nad modulacją światła drogą absorpcji swobodnych nośników w spolaryzowanych przepustowo półprzewodnikowych złączach typu p-n [65], [66]. Te sposoby modulacji prowadzą przeważnie do modulacji amplitudy lub modulacji fazy fali światła. Do modulacji częstotliwości próbowano wykorzystać efekt Zeemana, polegający na występowaniu rozszczepienia linii widmowej w polu magnetycznym [67], oraz efekt Starka, polegający na rozszczepieniu linii widmowej pod wpływem pola elektrycznego [68]. Zastosowano do modulacji światła inne jeszcze zjawiska fizyczne, jak zjawisko interferencji światła [69], zjawisko dyfrakcji światła [70], modulację falą ultradźwiękową [71] itd.

Spółród różnych sposobów modulacji światła największe znaczenie dla potrzeb modulacji szerokowstęgowej, a więc odpowiedniej w przypadku zastosowań teletransmisyjnych, zdobyła sobie modulacja za pomocą tzw. kryształów elektroptycznych, oparta na efekcie Pöckelsa. Szczegółowe badania tego zagadnienia [72], [73], [74] ustaliły podstawowe zależności pomiędzy natężeniem e-

lektrycznego pola modulującego i elektromagnetyczną falą świetlną. Wyrazem ich jest, przedstawiony w zapisie macierzowym, współczynnik elektrooptyczny r_{ij} . W niektórych kryształach efekt Pöckelsa jest szczególnie wyraźny. Należą tutaj kryształy układu tetragonalnego klasy $\bar{4}2m$, a w szczególności kryształy kwaśnego fosforanu potasu KH_2PO_4 (skrót KDP określenia Kalium Dihydro-Phosphate) oraz kwaśnego fosforanu amonu $NH_4H_2PO_4$ (skrót ADP określenia Amonium Dihydro-Phosphate). Kryształy tych związków charakteryzują się zmianą dwóch współczynników elektrooptycznych r_{41} i r_{63} . Obecnie efekt Pöckelsa stwierdzono i wykorzystano do modulacji światła w wielu innych związkach, które można podzielić następująco [75]:

- grupa związków typu XH_2PO_4 , to znaczy KDP, ADP i ich związki izomorficzne;
- grupa półprzewodników typu AB o regularnej strukturze kryształów lub strukturze heksagonalnej;
- grupa kryształów typu ABO_3 podobnych do perowskitu, czyli tytanianu wapnia $CaTiO_3$;
- grupa rozmaitych kryształów przynależnych do różnych klas.

Do grupy półprzewodników typu AB należą między innymi kryształy klasy $\bar{4}3m$ takich związków, jak siarczek cynku ZnS [76], chlorek miedzi $CuCl$ [77] i arsenek galu $GaAs$ [78], zaś klasy $6mm$ - siarczek kadmu CdS [79].

Do grupy kryształów podobnych do perowskitu można zaliczyć kryształy klasy $4mm$ związków takich, jak tyta-

nian baru BaTiO_3 [80] oraz klasy 3 m - jak nioban litu LiNbO_3 [81] i tantalian litu LiTaO_3 [82], będące ferroelektrykami.

Do ostatniej grupy można zaliczyć pozostałe kryształy różnych układów, w których stwierdzono wyraźne występowanie efektu Pöckelsa. Należą tu [83] kryształy takich związków, jak kwarc (klasa 32), turmalin (klasa 3m), potaso-siarczan litu (klasa 6) i inne.

W celu wyjaśnienia działania modulatora amplitudy pracującego z wykorzystaniem efektu Pöckelsa na przykładzie kryształu grupy XH_2PO_4 należy zwrócić uwagę na zjawisko dwójłomności, występujące w tym kryształach. Zjawisko to występuje po przyłożeniu pola elektrycznego, jeżeli jego kierunek nie jest współliniowy z osią optyczną kryształu. Zjawisko polega na rozdzieleniu się światła w kryształach na dwie fale: zwyczajną i nadzwyczajną, przebiegające każda z inną prędkością z odchyleniem kierunku. Teoretycznie dobrze tłumaczy zjawisko dwójłomności uwzględnienie w równaniach Maxwella tensorowego charakteru kryształu, czyli przyjęcie trzech różnych, zależnie od kierunku, przenikalności dielektrycznych, co prowadzi do przyjęcia trzech tzw. głównych współczynników załamania światła [84]. W ogólnym przypadku trzy główne współczynniki załamania przyjmują trzy różne wartości. Wartości te odłożone na osiach układu współrzędnych prostokątnych wyznaczają trzy półosie elipsoidy współczynników załamania, czyli tzw. indykatrixy. Umyśloną konstrukcją indykatrixy wykorzystuje się do wyznaczenia przebiegu światła w kryształach dwójłomnych. Miano-

wicie jeżeli środek elipsoidy zostanie usytuowany na drodze światła, to półosie elipsy przekroju prostopadłego do kierunku padania światła wyznaczają kierunki drgań wektorów indukcji elektrycznej obu fal zwyczajnej i nadzwyczajnej [85] tak, jak to przedstawiono na rys. 17.

Obie fale są spolaryzowane liniowo w płaszczyznach wzajemnie prostopadłych. Ze względu na różnicę prędkości obu fal w kryształach na jego wyjściu występuje pomiędzy falami różnica fazowa. Natomiast poza kryształem, w powietrzu, obie fale mają prędkość jednakową - pozostają jednak przesunięte w fazie. Jeżeli więc amplitudy obu fal są różne, tak jak to przedstawiono na rys. 18, to koniec wektora wypadkowego zatacza w przestrzeni linię śrubową, której rzutem na kierunek rozchodzenia się światła jest elipsa.

Tak spolaryzowana fala nosi nazwę spolaryzowanej eliptycznej; w szczególnym przypadku równych amplitud fal składowych fala spolaryzowana jest kołowo. W zależności od znaku przesunięcia fazowego pomiędzy falami składowymi wektor wypadkowy wiruje zgodnie lub niezgodnie z kierunkiem wskazówek zegara, a zatem fala wypadkowa może być spolaryzowana prawoskrętnie lub lewoskrętnie. Na wyjściu kryształu występuje również zwykle przesunięcie przestrzenne pomiędzy obu falami składowymi. Przesunięcie to można skompensować na przykład przez zastosowanie takiego samego, zorientowanego przeciwnie w przestrzeni kryształu tej samej wielkości [87].

Modulatory światła, wykorzystujące efekt Pückelsa, budowane są albo z elementów skupionych, albo z rozło-

zonych, przy czym teoria działania obu typów modulatorów jest różna. W pierwszym przypadku pomija się czas przelotu fotonu przez modulator [58]. W drugim przypadku, w tzw. modulatorach fali bieżącej [88], [89], [90], wykorzystuje się oddziaływanie fali elektromagnetycznej modulującej na świetlną falę elektromagnetyczną w określonym czasie i na określonej drodze. Prowadzi to do tzw. warunku synchronizmu określonego w ten sposób, że prędkość fazowa fali modulującej równa jest prędkości grupowej fali świetlnej. W tym przypadku efekt modulacji jest proporcjonalny do drogi przebytej przez falę świetlną, a zatem przy zapewnieniu dostatecznie długiej drogi wzajemnego oddziaływania obu fal modulator może pracować przy słabym sygnale. Wynika stąd, że modulator o stałych rozłożonych jest z punktu widzenia swojej zasady działania czulszy od modulatora o stałych skupionych.

Odmianą modulatora o fali bieżącej jest modulator o fali stojącej [91], w którym prędkość fazowa fali modulującej równa jest zero. Modulatory tego typu realizuje się przez dołączenie indukcyjności w obwodzie, która wraz z pojemnością kryształu tworzy obwód rezonansowy.

Modulatory o stałych skupionych mogą być realizowane jako poprzeczne, jeżeli kierunek pola modulującego jest prostopadły do kierunku rozchodzenia się światła lub jako modulatory wzdłużne, jeżeli kierunek pola modulującego jest współliniowy z kierunkiem rozchodzenia się światła. W tym ostatnim przypadku elektrody pola modulującego muszą mieć otwory umożliwiające przechodzenie światła przez modulator.

Modulatory poprzeczne dają możliwość zastosowania mniejszych napięć modulujących, mianowicie przy zmianie geometrii kryształu z podłużnej na poprzeczną można napięcie modulującego sygnału zmniejszyć $\frac{2l}{d}$ razy, gdzie d wymiar kryształu w kierunku pola modulującego, zaś l wymiar kryształu w kierunku drogi światła [92].

Na rysunku 19 przedstawiono modulator amplitudy o stałych skupionych. Światło lasera przechodzi najpierw przez polaryzator, który narzuca polaryzację liniową, jeżeli fala nie była uprzednio spolaryzowana. Następnie światło przechodzi przez tzw. ćwierćfalówkę. Jest to płytka kryształu dwójłomnego wprowadzająca wstępne przesunięcie fazowe pomiędzy falą zwyczajną i nadzwyczajną równe $\frac{1}{4}\lambda$. Zadaniem ćwierćfalówki jest przesunięcie punktu pracy modulatora i uczulenie układu, jak to wyjaśnia rys. 20.

Tak przygotowana fala światła spolaryzowana kołowo (por. rys. 18) trafia na kryształ elektrooptyczny, do którego doprowadzono pole modulujące. Wskutek zmian pola ulegają zmianom amplitudy fal składowych i na wyjściu kryształu uzyskuje się polaryzację eliptyczną. Analizator na wyjściu modulatora wycina jedną składową w wyniku czego wyjściowa, zmodulowana fala światła jest spolaryzowana liniowo.

Jako przykład realizacji modulatora tego typu można podać modulator poprzeczny, opracowany [92] z wykorzystaniem kryształu KDP dla wielokanałowej modulacji telewizyjnej, współpracujący z laserem He-Ne przy $\lambda = 0,6328 \text{ \AA}$. Przy odległości pomiędzy elektrodami $d=1 \text{ mm}$

i długości kryształu $l = 7,6$ mm stosowano napięcie półfalowe $V = 200$ V, uzyskując górną częstotliwość pasma $f_{\max} = 200$ MHz.

Inny modulator zbudowany z wykorzystaniem kryształów ADP [96], pracując na tej samej długości fali $\lambda = 0,6328\text{\AA}$, pozwalał uzyskać 50-procentową modulację przy amplitudzie napięcia zmiennego 56 V i zastosowanym napięciu półfalowym $V = 408$ V przy podobnych wielkością kryształów ($d = 2$ mm, $l = 6$ mm).

Modulatory o stałych rozłożonych są realizowane w ten sposób, że kierunki fali świetlnej i fali modulującej albo mają ten sam kierunek, albo fala świetlna przebiega zygzakiem w stosunku do fali modulującej, ulegając wielokrotnym odbiciom od ścianek kryształu.

Na rysunku 21 przedstawiono modulator amplitudy o stałych rozłożonych typu "zygzak", pracujący z wykorzystaniem kryształu układu regularnego. Rola ćwierćfalówki jest tu taka, jak w poprzednim przykładzie. Wiązka światła ulega odbiciom od elektrod lub od zwierciadeł dielektrycznych. Warunek synchronizmu w tym przypadku można spełnić przez dobór kąta pomiędzy kierunkami propagacji fali świetlnej i fali modulującej [97].

Na rysunku 22 przedstawiono pierwszy historycznie modulator światła o fali bieżącej, będący modulatorem fazy. Występująca zmiana fazy jest proporcjonalna do długości kryształu, współczynnika elektrooptycznego i wielkości natężenia pola modulującego. Sygnał modulujący jest przyłożony do symetrycznej dwupaskowej linii transmisyjnej w postaci równoległych płytek zamkniętych opor-

nością falową. Przestrzeń pomiędzy płytkami jest ciasno wypełniona kryształami ADP, które w modulatorze eksperymentalnym zajmowały [98] łącznie długość 1 m. Przy odpowiednim doborze szerokości materiału elektrooptycznego i szerokości przewodów linii dwupaskowej można spełnić warunek synchronizmu. W omówionym przykładzie szerokość kryształów ADP wynosiła 2 mm. Uzyskana szerokość pasma była większa od 1 GHz, zaś tłumienie światła przez modulator wynosiło 6 dB.

4.3. Modulacja o podziale czasowym

Systemy modulacji o podziale częstotliwościowym, a w szczególności modulacja amplitudy wymaga stosunkowo dużego poziomu mocy doprowadzonej do odbiornika i nakłada na modulator wymaganie linearności.

Sposoby modulacji o podziale czasowym pozwalają zmniejszyć wymagania linearności modulatora, łatwiej uzyskać 100-procentową modulację i zmniejszyć moc doprowadzoną do fotodetektora, która sprowadza się do liczby fotonów koniecznych do wykrycia impulsu sygnału. Oznacza to, że przy modulacji impulsowej czułość odbiornika będzie ograniczona w zasadzie tylko szumami kwantowymi [40].

Z przeprowadzonego porównania różnych metod modulacji impulsowej wynika [48], że do najkorzystniejszych należy modulacja impulsowo-kodowa, dla której wymagany stosunek sygnału do szumu na 1 bit informacji w systemie 32-krotnym określono na 7 dB przy szerokości pasma 60 MHz.

W budowie modulatorów impulsowych wykorzystuje się te same zjawiska fizyczne, które omówiono w 4.2; przede wszystkim stosuje się więc kryształy elektrooptyczne oparte w działaniu na omówionym już efekcie Pöckelsa. Impulsowo-kodową modulację światła można zrealizować [99], zmieniając polem modulującym polaryzację wyjściowej fali światła w tzw. systemie PCM/PL (skrót określenia Pulse Code Modulation with Polarized Light). Przykładając mianowicie do kryształu takie napięcie modulujące, które wywołuje w nim opóźnienie ćwierćfalowe pomiędzy falą zwyczajną i nadzwyczajną (por. rys. 18), otrzymuje się na wyjściu z kryształu falę spolaryzowaną kołowo. Zależnie od tego, który z dwóch wektorów składowych jest opóźniony uzyska się, przy danej orientacji kryształu, albo prawoskrętne albo lewoskrętne wirowanie wektora wypadkowego w funkcji czasu.

Ze względu na to, że zmiana znaku napięcia modulującego powoduje zmianę kierunku wirowania wektora wypadkowego można dla ustalonej orientacji kryształu, w takt zmian znaku napięcia modulującego, uzyskać zmiany polaryzacji kołowej lewoskrętnej na prawoskrętną lub odwrotnie. W ten sposób, jeżeli zmiany znaku napięcia modulującego są zgodne z kodem, na wyjściu modulatora otrzymuje się sygnał zakodowany w postaci binarnej, w której polaryzacji lewoskrętnej odpowiada znak "0", zaś polaryzacji prawoskrętnej znak "1" lub odwrotnie.

Inną metodę realizacji modulacji impulsowo-kodowej przedstawia schemat na rys. 23. Praca lasera jest tu kontrolowana rezonansowym modulatorem wewnętrznym, któ-

regu zadaniem jest ukształtowanie i ewentualna kompresja impulsów. Modulator wewnętrzny został zatem wykorzystany jako optyczny przesłannik częstotliwości [101], działający w ten sposób, że podczas przechodzenia światła przez kryształ elektrooptyczny, współczynnik załamania kryształu jest zmieniany polem modulującym o częstotliwości będącej wielokrotnością wielkości $\frac{c}{2l}$ (por. omówienie zależności (5)). Następuje wówczas tłumienie modu podstawowego na korzyść modu wyższego rzędu. Częstotliwość zostaje zwiększona o Δf , natomiast czas trwania impulsu Δt ulega skróceniu w ten sposób, że $\Delta t_1 \approx = (2\pi \Delta f)^{-1} \ll \Delta t$. Stosunek $\frac{\Delta t}{\Delta t_1}$, który określa stopień kompresji impulsu jest nazywany wskaźnikiem kompresji [102]. Można uzyskać wskaźnik kompresji rzędu 100 i więcej. Praktycznie jest on ograniczony dopuszczalną długością modulatora, która nie może wynosić na przykład kilkunastu metrów, a jest zależna dla danego wymaganego przesunięcia Δt_1 od częstotliwości i współczynnika załamania kryształu. W tej metodzie kompresji impulsów straty są niewielkie, tak że współczynnik kompresji jest jednocześnie współczynnikiem intensyfikacji impulsu. Tą drogą wprowadzając kompresję impulsów lasera domieszkowanego neodymem, uzyskano pracę ciągłą impulsami o czasie trwania rzędu 1 ps przy mocy szczytowej w impulsie rzędu 1 GW [103].

Modulator zewnętrzny spełnia rolę bramki. Kiedy generator PCM przesyła impuls elektryczny "1", to kryształ modulatora zewnętrznego umożliwia przejście impulsu światła przez polaryzator. W przypadku kiedy z generato-

ra PCM jest przesyłany impuls elektryczny "0", impuls fali światła przychodzący z rezonatora laserowego jest blokowany w modulatorze zewnętrznym.

W przeprowadzonych doświadczeniach zastosowano [104] w laserze helowo-neonowym modulator wewnętrzny w postaci kryształu KDP. Modulator był sterowany falą ciągłą 224 MHz z 9-bitowego generatora sekwencji poprzez wzmacniacz impulsowy w ten sposób, że światło wyjściowe miało postać ciągu regularnych impulsów o czasie trwania 0,6 ns i czasie przerwy 4,46 ns. Przyjęta częstotliwość wynika prawdopodobnie z projektowanego w USA impulsowo-kodowego systemu teletransmisyjnego przeznaczonego dla dalekosiężnych łączy międzykontynentalnych o przewidzianej w pierwszym etapie pojemności 2400 kanałów rozmównych [105]. Modulator zewnętrzny zbudowano z wykorzystaniem kryształu tantalanu litu. Modulator ten wykazywał 15 dB stosunku mocy pomiędzy warunkami obecności impulsu (sygnał "1") i jego brakiem (sygnał "0"). W stanie "1" modulator wykazywał straty 3,6 dB. Modulator posiadał stabilizację cieplną z dokładnością $\pm 0,04^{\circ}\text{C}$.

Ze względu na to, że impulsy światła mają znacznie krótszy czas trwania, aniżeli okres powtarzania impulsów elektrycznych, zastosowano [106] cztery niezależne końcówki PCM pracujące jednocześnie na wiązce światła z jednego lasera. Taki modulator pracujący również z zastosowaniem modulatora zewnętrznego w postaci kryształu tantalanu litu wymagał tylko 10 mW mocy wejściowej tranzystorowego wzmacniacza impulsowego, dostarczającego napięcie zmienne rzędu 30 V do kryształu modulatora dla uzyskania 100% modulacji.

Na rysunku 24 przedstawiono schemat blokowy obejmujący modulację i zwielokrotnianie dwóch kanałów. Promieniowanie z lasera zostaje rozszczepione na dwa strumienie równej intensywności, z których każdy zostaje skierowany na inny modulator. Każdy z modulatorów otrzymuje sygnał elektryczny z generatora sekwencji z różnym opóźnieniem. Generatory sekwencji są zsynchronizowane układem zegarowym. Po zmodulowaniu strumienie światła są kierowane na urządzenie zwielokrotniające, którym może być w przypadku dwóch strumieni płytka półprzepuszczalna. Przedstawiony na rysunku detektor służy do kontroli promieniowania wyjściowego. Wykres przebiegów w funkcji czasu dotyczący tego eksperymentu przedstawia rys. 25.

Taki system zwielokrotniania może być następnie [107] z niewielkimi zmianami zastosowany do utworzenia grupy 24-kanałowej. Jako źródło światła może być użyty laser granatowy (YAG : Nd), który daje impulsy w zakresie $30 \text{ ps} \pm 0,1 \text{ ns}$. Promieniowanie lasera jest najpierw dzielone na 24 strumienie równej intensywności. Każdy z tych strumieni jest opóźniany, a następnie modulowany. Zwielokrotnienie odbywa się w pięciu kolejnych stopniach i polega na zwielokrotnieniu w każdym stopniu dwóch strumieni światła, przy czym jeden z nich zostaje opóźniony o $\frac{\lambda}{2}$ za pomocą płytki półfalowej. Prędkość wyjściowa za modulatorami PCM wynosi 224 Mbit/s , zaś prędkość po kolejnych stopniach zwielokrotnienia odpowiednio 448 , 896 , 1792 , 3584 i 5376 Mbit/s . Druga taka sama grupa 24-kanałowa może być utworzona w oparciu o promieniowanie innego lasera. Strumienie wyjściowe obydwóch grup mo-

gą być zsumowane i doprowadzone do wyjścia w postaci wspólnego strumienia światła pod warunkiem, że mają różny kierunek polaryzacji liniowej; umożliwia to rozdzielanie grup po stronie odbiorczej.

4.4. Fotodetekcja

Przetwornikiem przekształcającym w odbiorniku strumień światła w prąd elektryczny jest fotodetektor. Fotodetektory w systemach teletransmisyjnych nie różnią się pod względem zasady działania od fotodetektorów stosowanych w technice do innych celów. W procesie prostej fotodetekcji informacja pochodząca od zmian częstotliwości lub fazy nie może być odczytana, ponieważ fotodetektor reaguje tylko na zmiany intensywności padającego światła, jeżeli częstotliwość tych zmian odpowiada szerokości pasma przepuszczenia fotodetektora. Innymi słowy w idealnym fotodetektorze każdemu padającemu fotonowi odpowiada elektron lub jego ekwiwalent.

W przypadku detekcji pasma o szerokości Δf konieczne jest zarejestrowanie każdej półfali i dlatego należy rozpatrywać jako minimalną wielkość $\frac{2 \Delta f}{\mathcal{E}}$ fotonów na sekundę, gdzie \mathcal{E} - wydajność kwantowa fotodetektora [108].

Dwie podstawowe grupy fotodetektorów to [40]:

- fotodetektory oparte na wewnętrznym efekcie fotoelektrycznym, w których padający strumień fotonów powoduje w materiale ruch elektronów i

- fotodetektory oparte na zewnętrznym efekcie foto-

elektrycznym, w których padający strumień fotonów powoduje emisję z materiału swobodnych elektronów.

Do pierwszej grupy należą fotooporniki charakteryzujące się dużą wydajnością kwantową (mogą wytrzymywać duże intensywności światła [6], fotodiody półprzewodnikowe, charakteryzujące się dobrą czułością, dużym współczynnikiem sprawności, małą inercyjnością i stabilnością parametrów w czasie [109], a także szerokim pasmem częstotliwości oraz detektory fotoparametryczne, będące połączeniem detektora ze wzmacniaczem parametrycznym, a charakteryzujące się dużym wzmocnieniem, małym współczynnikiem szumów i bardzo szerokim pasmem częstotliwości [110].

Do drugiej grupy należą różne typy fotopowielaczy charakteryzujące się dużą czułością i dobrą charakterystyką częstotliwościową, w szczególności w fotopowielaczach dynamicznych uzyskano współczynnik powielenia 10^5 dzięki zastosowaniu dwóch skrzyżowanych pól: silnego pola elektrycznego i prostopadłego doń pola magnetycznego [111]. Do grupy tej można zaliczyć również różne fotoelementy próżniowe [112] oraz w szczególności fotoelementy z falą bieżącą, będące połączeniem fotoelementu i lampy z falą bieżącą typu spiralnego, a charakteryzujące się bardzo szerokim pasmem częstotliwości przy dużym wzmocnieniu prądowym i dużej mocy wyjściowej rzędu 100 mW [113]. Ten ostatni układ może ponadto być wykorzystany jako mieszacz w przypadku pracy z lokalnym generatorem heterodynowym.

Na rysunku 26 przedstawiono fotodetektor półprzewodnikowy w postaci diody typu p-n. Zaabsorbowane fotony powodują powstawanie par dziura-elektron, które są separowane przez przyłożone pole elektryczne i wywołują powstanie prądu w podłączonym obwodzie elektrycznym. Zwykle taka fotodioda nie daje wzmocnienia, aczkolwiek nowe rozwiązania pozwalają je uzyskać. Fotodetektor tego typu umożliwia odbiór szerokiej wstęgi częstotliwości rzędu 100 GHz, natomiast wadą pozostaje poziom szumów sięgający 10 dB przy wzmocnieniu 20 dB. Ten wysoki poziom szumów podyktowany jest naturą procesów lawinowych zachodzących w półprzewodniku.

Przedstawicielem drugiej grupy fotodetektorów może być fotopowielacz dynamiczny ze skrzyżowanymi polami, którego schemat przedstawiono na rys. 27. Strumień światła pada na fotokatodę, z której emitują elektrony. Pod wpływem przyłożonych pól magnetycznego i elektrycznego elektrony wybijają z aktywnej elektrody nowe elektrony, tak że całkowite wzmocnienie może osiągnąć wartość 100 dB przy szerokości pasma 5 GHz. Ze względu na to, że strumień elektronów nie jest ogniskowany fotopowielacz wnosi znaczne szумы.

Szumy fotodetektora stanowią osobne poważne zagadnienie w systemach teletransmisyjnych ze względu na ich związek z pojemnością informacji (por. (7)). Szumy w fotodetektorze składają się z:

- szumów tzw. prądu ciemnego niezależnych od sygnału;
- szumów termicznych;

- szumów związanych z procesem wzmacniania.

Na rysunku 28 przedstawiono schematycznie wzrost szumów w ogólnym procesie fotoelektrycznym słuszny dla każdego typu fotodetektora [115]. Z rysunku wynika, że wzrostowi pozioma mocy sygnału w odbiorniku odpowiada jednoczesny przyrost mocy szumów.

Jeżeli w systemie teletransmisyjnym zastosowano modulację z podziałem czasowym, strumień światła zanim trafi do fotodetektora musi najpierw zostać odpowiednio rozdzielony. Schemat odbiornika w przypadku modulacji PCM/PL [116] przedstawiono na rys. 29. Strumień światła wejściowego zawiera dwa rodzaje sygnałów odpowiadające polaryzacji kołowej lewoskrętnej i polaryzacji kołowej prawoskrętnej. Po zogniskowaniu i odfiltrowaniu strumień wejściowy zostaje skierowany na ćwierćfalówkę, która wprowadza przesunięcie fazy o $\frac{\lambda}{4}$ tak skierowane, że na wyjściu płytki uzyskuje się dwie fale światła spolaryzowane liniowo w płaszczyznach wzajemnie prostopadłych. Jest to proces odwrotny do procesu zachodzącego w modulatorze. Różna polaryzacja obu fal światła umożliwia ich rozdzielenie przez pryzmat Wollastona. Każda z fal zostaje skierowana na oddzielny fotodetektor. Powstający prąd elektryczny z każdego fotodetektora zostaje skierowany poprzez licznik do układu decyzji.

W przypadku zastosowania wielokanałowej modulacji o podziale czasowym z wykorzystaniem modulatora wewnętrznego i zewnętrznego, jak na rys. 22, strumień światła również musi być odpowiednio podzielony, zanim zostanie skierowany do fotodetektora. Proces przebiega w sposób

[107] odwrotny do procesu zwielokrotnienia. Jeżeli wejściowy strumień światła zawiera 48 kanałów w dwóch grupach odpowiadających dwóm różnym kierunkom polaryzacji liniowej, to najpierw w polaryzatorze wejściowym zostają odseparowane grupy 24-kanałowe. Następnie każda z tych grup zostaje podzielona na 24 kanały w pięciu kolejnych stopniach. Na wyjściu każdego stopnia prędkość przesyłania przyjmuje kolejno wartości 2688, 1344, 672, 448, 224 Mbit/s. Po piątym stopniu strumień każdego z 24 kanałów zostaje skierowany na oddzielny fotodetektor.

5. ZAGADNIENIE TRANSMISJI

W roku 1963 przeprowadzono w USA przekonujące doświadczenie z teletransmisją laserową. Podczas odczytu na ten temat przed kamerami telewizji prelegent zasłonił dłonią widoczny na ekranach strumień światła z lasera, wygaszając wszystkie odbiorniki sieci publicznej, które aktualnie odbierały program [1]. Było to możliwe, ponieważ program był nadawany z wykorzystaniem lasera helowo-neonowego jako generatora fali nośnej. Odbiorcy nie zauważyli różnicy w jakości obrazu telewizyjnego w porównaniu z obrazem nadawanym bez lasera. Wiele doświadczeń w różnych krajach [117], [118], [119] potwierdziło opinię, że możliwe jest zrealizowanie teletransmisyjnej linii laserowej z dobrą jakością odtwarzania. Należy jednak stwierdzić, że w obecnym stanie techniki może się to okazać nieopłacalne. Nierentowne jest bowiem, według danych z lat 1964/65 [120], zwielokrotnianie kanałów w

niższych pasmach częstotliwości jak zakres K (18+26 GHz) i zakres V (26 + 40 GHz) ze względu na wysoki koszt urządzeń.

Podstawową przeszkodę przy wprowadzeniu do eksploatacji systemów laserowych stanowi jednak nie koszt urządzeń i nie trudności ich wykonania, ale poważne kłopoty z doborem odpowiedniego ośrodka, w którym miałyby przebiegać transmisja. Ośrodki transmisyjne można podzielić na otwarte i zamknięte. W pierwszej grupie można wyodrębnić przestrzeń kosmiczną i atmosferę ziemską. Do drugiej należą różne typy światłowodów, przede wszystkim złożone z elementów rozmieszczonych periodycznie lub o budowie jednorodnej na całej swej długości.

O jakości ośrodka transmisyjnego decyduje wielkość i stałość w czasie strat wnoszonych do systemu na drodze od nadajnika do odbiornika. Pod tym względem najbardziej odpowiednim ośrodkiem jest przestrzeń kosmiczna. I rzeczywiście: obliczane zasięgi transmisji liczy się w tym przypadku w latach światła. Natomiast transmisja w atmosferze natrafia rozliczne, ogólnie znane [121] trudności. Przede wszystkim składniki gazowe atmosfery wywołują pochłanianie molekularne na określonych częstotliwościach. Sumacyjna krzywa pochłaniania umożliwia transmisję tylko w tzw. "okienkach", tzn. w tych pasmach częstotliwości, które są najmniej wytłumiane. Jednakże nawet w tych wąskich zakresach występują dalsze trudności w postaci zmiennych warunków atmosferycznych, jak śnieg, deszcz, mgły, które mogą całkowicie uniemożliwić transmisję. Nawet przy ustalonej tzw. ładnej pogodzie trans-

misja jest narażona na zakłócenia ze względu na duże zanieczyszczanie powietrza w ośrodkach miejskich. Ponadto sam ruch powietrza, tzw. turbulencja powoduje dodatkowe zakłócenia w przebiegu. Badania przenoszenia strumienia światła z lasera helowo-neonowego wykazały [122], że turbulencja atmosfery wносиła straty rzędu 1 dB na dystansie 7,5 km. Na wynik doświadczenia miały wpływ ponadto takie parametry, jak odchylenia budynku na wysokości 30 m oraz nocne zmiany wilgotności względnej powietrza na odcinku transmisji przebiegającej ponad lasem. Ze względu na duże tłumienie uniemożliwiające odbiór linia była nieczynna 30% czasu w okresie 7 tygodni trwania badań.

W światłowodach przypadkowe straty są znacznie mniejsze. Wykorzystuje się tutaj zjawisko załamania lub odbicia światła. Najprostszym światłowodem jest rura, w której rozmieszczono periodycznie soczewki, diafragmy, zwierciadła lub inne elementy optyczne, których zadaniem jest kolimacja i ukierunkowanie strumienia światła. Typowym odstępem pomiędzy soczewkami jest odległość ok. 100 m. Przy zamianie soczewek szklanych kwarcowymi i umieszczeniu ich w rurze pod zmniejszonym ciśnieniem o wartości do 50 mm sł. rtęci straty zmierzone [123] na końcu linii o długości 970 m były mniejsze od 1,3 dB, włączając w to straty, jakie wprowadzały szklane płytki zamykające rurę z obu końców. Samej linii można byłoby przypisać tłumienność 1 dB/km, jednakże wartość ta jest uzależniona od dokładności wyregulowania, zabezpieczenia światłowodu od drgań, dokładności utrzymania stałej temperatury itp.

Prostym światłowodem jednorodnym jest wypolerowana wewnątrz rura aluminiowa, w której rozprzestrzenianie światła odbywa się na zasadzie wewnętrznego odbicia. Bliższa analiza wykazuje [124], że tylko rodzaj TE_{0n} rozprzestrzenia się w takim światłowodzie z małą tłumiennością, jednakże w zakresie pasma widzialnego istnieją trudności w uzyskaniu czystej fali tego rodzaju. W celu uzyskania mniejszej tłumienności zaproponowano [125] zastąpienie rury metalowej rurą z materiału dielektrycznego o dużym współczynniku odbicia. Poważną wadą światłowodów rurowych jest duże rozproszenie, które prowadzi do zniekształcenia sygnału. Z doświadczenia wynika [126], że dla impulsów światła o czasie trwania 4 ns zasięg transmisji jest ograniczony do 16 km.

Osobną grupę stanowią światłowody dielektryczne pełne, wykonywane w postaci cienkich włókien szklanych. Można wyróżnić [127] dwa rodzaje włókien, mianowicie: włókna o dużej średnicy rzędu $10 + 100 \mu\text{m}$ i włókna o małej średnicy poniżej $0,1 \mu\text{m}$. Włókna o dużej średnicy pracują na zasadzie wewnętrznego odbicia jako światłowody wielomodowe, których tłumienność określona jest stratami w dielektryku. Włókna o małej średnicy umożliwiają transmisję tylko asymetrycznym falom powierzchniowym, które są falami hybrydowymi, mając dwie składowe wzdlużne elektryczną i magnetyczną. Spośród fal tego typu rodzaj HE_{11} odznacza się brakiem częstotliwości krytycznej. Tłumienność światłowodu określona jest głównie stratami w ośrodku otaczającym włókno i może być bardzo mała pod warunkiem zapewnienia gładkiej powierzchni i zabezpieczenia

przed zetknięciem z innymi przedmiotami. Przez nałożenie na włókna szklane płaszcz dielektrycznego umożliwia się łączenie włókien w pęczki do 200 sztuk i zastosowanie wsporników. W tym przypadku tłumienność jest określona stratami w płaszczu dielektrycznym.

Odmianą światłowodu o fali powierzchniowej jest mikroświatłowód [128] zbudowany w postaci cienkiej taśmy dielektrycznej o grubości rzędu $0,05 \mu\text{m}$ i szerokości rzędu 10 mm . Taśma taka nie wymaga płaszczu dielektrycznego i fala powierzchniowa może przebiegać np. w powietrzu przy odseparowaniu od wpływów zewnętrznych, jeżeli taki mikroświatłowód zostanie zamknięty w przewodzie rurowym. Tłumienność mikroświatłowodu przy długości fali

$\lambda = 1 \mu\text{m}$ wynosi teoretycznie dla taśmy o grubości $0,02 \mu\text{m}$ około $0,5 \text{ dB/km}$, natomiast dla taśmy o grubości $0,08 \mu\text{m}$ około 8 dB/km . Poważnym problemem jest tutaj wykonanie długiej, jednorodnej, bardzo cienkiej taśmy dielektrycznej.

Należy jeszcze wspomnieć o typach światłowodów wykorzystujących zmianę współczynnika załamania światła pod wpływem temperatury [129], [130]. Takie światłowody wymagają utrzymania stałej różnicy temperatur gazu, np. w przekroju poprzecznym światłowodu lub w odstępach periodycznych wzdłuż drogi światła.

Najważniejsze własności różnych światłowodów przedstawiono w tablicy na str. 53.

Z tablicy tej wynikałoby, że można uzyskać bez trudu tłumienności światłowodu o wartości rzędu 1 dB/km . W rzeczywistości dolna granica tłumienności może być o-

Najważniejsze własności światłowodów według [127]

Typ światłowodu	Tłumienność		Szerokość pasma kanału		Zakres roboczych długości fal		Największe rozmiary geometryczne		Wymagania prostoliniowości		Możliwość zginania		Głębokość		Koszt		Uwagi	
	dB/km		GHz		μm		mm											
Światłowody: sczeblone, zwierciadlane i inne systemy	1 ± 100		faktycznie nieograniczona		dłuższe od 100 krótsze od 10000	25-125	bardzo małe	bardzo małe						bardzo wysoki		całe na przesunięcia gruntu		
Pura odbijająca	10 ± 100 lub więcej w zależności od dokładności	0,1	100 ± 1	6 × 25	wysokie	małe	małe							wysoki		szybkie zmiany od stanu powierzchni		
Włókno wielomodowe z pianosłonem	1 ± 1000	0,1	10 ± 0,5	mniej niż 6			nie ma	bardzo dobra						bardzo mały		konieczne szkło z małymi strukturalnymi		
Włókno dla modu HL ₁₁	1 ± 10	więcej niż 1	dłuższe od 100 i 10 ± 0,5	mniej niż 6			nie ma	bardzo dobra						mały		niesłuszną metodą podtrzymywania włókna		
Włókno dla modu HL ₁₁ z pianosłonem	1 ± 1000	więcej niż 1	dłuższe od 100 i 10 ± 0,5	mniej niż 5			nie ma	bardzo dobra						bardzo mały		konieczne szkło z małymi strukturalnymi		
Mikrowłókna / cienka tubka /	1 ± 10	więcej niż 1	dłuższe od 100 i 10 ± 0,5	6 ± 25			małe	bardzo dobra						umiarowiony		konieczne opracowanie technologii cienkich tubek		

siągnięta tylko na krótkich odcinkach. W światłowodach z periodycznie rozstawionymi elementami optycznymi niedokładność ustawienia, a także drgania gruntu wykluczają przy dłuższych odcinkach uzyskanie i utrzymanie w czasie bardzo małych tłumienności. Również wysokie wymagania na dokładność ułożenia światłowodów rurowych na długich odcinkach uniemożliwiają uzyskanie tłumienności mniejszej od 100 dB/km. Wydawałoby się, że przez analogię z kablami, małą tłumienność łatwiej uzyskać w światłowodach dielektrycznych. Rzeczywiście w dobrych szklach optycznych straty na rozproszenie są małe: np. dla szkła krzemowego wynoszą około 7 dB/km [131], to znaczy są mniej więcej równe tłumienności kabla współosiowego. Tymczasem pomiary długich włókien szklanych wykazują typowe wartości tłumienności rzędu $500 + 1000$ dB/km. I aczkolwiek tak duże wartości strat pochodzą raczej z wadliwości wykonania i rozproszenia aniżeli z właściwej absorpcji, to jednak tę trudną do wytłumaczenia różnicę pogłębia fakt, że wydaje się niemożliwe dokładne określenie, w jaki sposób światło jest absorbowane w szkłe. [43]. Przewiduje się, że światłowody dielektryczne znalazłyby szerokie zastosowanie, gdyby tłumienność długich włókien udało się obniżyć do 70 dB/km [132]. Dopóki to nie nastąpi, trudno mówić o zadowalającym rozwiązaniu problemu transmisji światłowodami.

Biorąc jednak pod uwagę z jednej strony dynamiczny rozwój współczesnej nauki i techniki, zaś z drugiej strony stały wzrost wykorzystania fal elektromagnetycznych dla potrzeb łączności we wszystkich zakresach częstotli-

wości, należy stwierdzić [133], że tylko łącza laserowe, jako zapewniające bardzo dużą pojemność informacji, mogą być właściwym rozwiązaniem teletransmisji przyszłości.

WYKAZ LITERATURY

1. Leinwoll S.: Understanding lasers and masers. J.F. Rider. New York 1965.
2. Piekara A.: Nowe oblicze optyki. Warszawa 1968 PWN.
3. Frank-Kamieniecki D.: Niż absolutnowo nulia. Priroda 1960 t. 49 nr 3, s. 16-22.
4. Schawlow A.L.: Optical masers. Scientific Amer. 1961 t. 204 nr 4, s. 52-61.
5. Lengyel B.A.: Lasers. John Willey and Sons. Inc. New York, London 1962, tłum. PWN Warszawa 1965.
6. Yariv A., Gordon J. P.: The laser. Proc IEEE 1963 t. 51 nr 1, s. 4-29.
7. Kiss Z.J.: Energy levels of Dy^{2+} in $CaF_2 \cdot SrF_2$ and BaF_2 . Phys. Rev. 1965 t. 137 nr 3, s. A1749-1960.
8. Boyd G.D., Collins R.J., Porto S.P.S., Yariv A., Hargreaves W.A.: Excitation, relaxation and continuous maser action in the 2.163 micron transition of CaF_2 ; U^{3+} masers. Phys. Rev. Lett. 1962 t. 8 nr 4, s. 269-272.
9. Anon. Room temperature CW ruby laser. Microwaves 1966 t. 6 nr 4, s. 5.

10. Evtuhov V.: Continuous operation of a ruby laser at room temperature. Appl. Phys. Lett. 1965 t. 6 nr 1, s. 75.
11. Danielmeyer H.G.: Stabilized efficient single-frequency Nd:YAG laser. IEEE J. Quant Electron. 1970 t. QE-6 nr 5, s. 101-104.
12. Schlecht R.G., Church C.H., Larson D.A.: High efficiency NaI pumping of a continuous Nd³⁺:YAG laser. IEEE J. Quant Electron. 1966 t. QE-2 nr 4, s. XLVIII-XLIX.
13. Kiss Z.J., Pressley R.J.: Crystalline solid lasers. Proc. IEEE 1966 t. 54 nr 10, s. 1236-1248.
14. Liberman I.: High-power Nd:YAG continuous laser. IEEE J. Quant. Electron. 1969 t. QE-5 nr 6, s. 345.
15. Snitzer E.: Glass lasers. Proc. IEEE 1966 t. 54 nr 10, s. 1249-1261.
16. Nathan M.I.: Semiconductor lasers. Proc. IEEE 1966 t. 54 nr 10, s. 1276-1290.
17. Winstel G.: Physikalische Grundlagen der Halbleiter Injections-Laser Ztsch. angew. Phys. 1964 t. 17 nr 1, s. 10-16.
18. Hall R.N., Fenner G.E., Kingsley J.D., Soltys T.J., Carlson R.O.: Coherent light emission from GaAs junctions. Phys. Rev. Lett. 1962 t. 9 nr 11, s. 366-378.

19. Rosenberger D.: Der Gaslaser. Ztsch. angew. Phys. 1964 t. 17 nr 1, s. 7-10.
20. Woliński W.: Lasery gazowe. Problemy elektroniki i telekomunikacji 1966 t. 12, s. 66-99.
21. Allen L., Jones D.G.C.: Principles of gas lasers. London 1967, Butterworths.
22. White A.D., Ridgen J.D.: Continuous gas maser operation in the visible. Proc. IRE 1962 t. 50 nr 7, s. 1697.
23. Paszkowski B., Woliński W., Adamowicz T., Nowicki M., Stefaniak T., Kowalski A.: Laser gazowy He-Ne Politechniki Warszawskiej. Przegląd elektroniki 1964 t. 5 nr 7, s. 313-319.
24. Piekara A.: Spójność światła. Problemy elektroniki i telekomunikacji 1966 t. 12, s. 9-50.
25. Polanyi T.G., Watson W.R.: Interferometric investigation of modes in optical gas masers. J. Opt. Soc. Amer. 1964 t. 54 nr 4, s. 449-454.
26. Fox A.G., Li T.: Resonant modes in a maser interferometer. Bell Syst. tech. J. 1961 t. 40 nr 2, s. 453-488.
27. Kogelnik H., Rigrod W.W.: Visual display of isolated optical-resonators modes. Proc. IRE 1962 t. 50 nr 2, s. 220.
28. Boyd G.D., Kogelnik H.: Generalized confocal resonator theory. Bell Syst. tech. J. 1962 t. 41 nr 1, s. 1347-1369.

29. Kogelnik H., Li T.: Lasers beams and resonators. Proc. IEEE 1966 t. 54 nr 10, s. 1312-1329.
30. Zachos T.H., Ripper J.E.: Resonant modes of GaAs junction lasers. IEEE J. Quantum electron. 1969 t. QE-5 nr 1, s. 29-37.
31. Day G.W., Gaddy O.L., Jungling K.C.: Wavelength selection in Q-switched CO₂ laser using selective absorption in gases. Proc. IEE 1969 t. 57 nr 11, s. 2060-2061.
32. Smith P.W., Schneider M.V., Danielmeyer H.G.: High-power single-frequency operation of gas and solid-state lasers with thin metal film mode selection filters. IEEE J. Quantum Electron. 1969 t. QE-5 nr 6, s. 346-347.
33. Hecken R.: Ein monofrequenter wobbelbarer He-Ne Laser Oscillator. Archiv. Electr. Übertr. 1965 t. 19, nr 4, s. 227.
34. Boyd G.D., Gordon J.P.: Confocal multimode resonator for millimeter through optical wavelength masers. Bell Syst. tech. J. 1961 t. 40 nr 2, s. 489-508.
35. Bloom A.L.: Artykuł w Spectra Physics Laser Technical Bulletin 1963 nr 2 według A. Piekara "Nowe oblicze optyki". Warszawa 1968 PWN.
36. Gruss R.: Anwendungen des Lasers in der Fernmelde-technik. Fernmelde Ing. 1967 t. 21 nr 9, s. 1-36.
37. Wandinger L., Klahn L.K.: P-N junction lasers for

- communication systems. IEEE Trans. Aerospace electron. Syst. 1966 t. 2 nr 3, s. 271.
38. Shannon C.E.: Mathematical theory of communication. Bell Syst. tech. J. 1948 t. 27, nr 3, s.379-423.
 39. Klaus O.: Principles of optical communication. Electro-Techn. 1962 t. 70 nr 3, s. 111-130.
 40. Czernyszew W.I., Szeriemietiew A.G., Kobzew W.W.: Lasery w systiemach swiazi. Izd. Swiaż 1966.
 41. Johnson C.M.: Injection laser systems for communications and tracking. Electronics 1963 t. 36 nr 50, s. 34-39.
 42. Strandberg M.W.P.: Inherent noise of quantum mechanical amplifiers. Phys. Rev. 1957 t. 106 nr 4, s. 609-620.
 43. Eaglesfield C.C.: Laser light - Fundamentals and optical communication. Macmillan London, Melbourne. Toronto; St. Martins Press New York 1967.
 44. Oliver B.M.: Thermal and quantum noise. Proc. IEEE 1965 t. 53 nr 5, s. 436-454.
 45. Gordon J.P.: Quantum effects in communications systems. Proc. IRE 1962 t. 50 nr 9, s. 1929-1930.
 46. Megla G.K.: Some new aspects for laser communication. Appl. Opt. 1963 t. 2 nr 3, s. 311-316.
 47. Dulberger L., Vogel S.: Lasers. Devices and systems. Pt II Electronics 1961 t. 34 nr 44, s. 40-44.

48. Brodner E., Kolher M., Wilmotte R.M.: Deep-space optical communications. IEEE Spectrum 1967 t. 4 nr 1, s. 75-79.
49. Kaminow P.: Microwave modulation of the electro-optical effect in KH_2PO_4 . Phys. Rev. Lett. 1964 t. 6 nr 12, s. 528-530.
50. Grüss K., Müller R.: Internal modulation of optical masers. Proc. of the Symp. on Optical Masers. Polytechnik Press New York 1963, s. 243-251.
51. Grau G., Grüss K., Müller R., Rosenberger D.: Modulation von Licht mittels elektrisch doppelbrechender Kristalle. Ztsch. angew. Physik 1964 t. 17 nr 1, s. 16-20.
52. Fried D.L., Seidmann J.B.: Heterodyne and photon-counting receivers for optical communications. Appl. Opt. 1967 t. 6 nr 2, s. 245-250.
53. Ross M., Hankin R.B., Dallafior E.P., Swendsen R.H.: High-sensitivity fast-response laser detection systems. IEEE Trans. Aerospace Electron. Syst. 1966 t. 2 nr 1, s. 62-73.
54. Kinsel T.S., Geusic J.E., Seidel H., Smith R.G.: A stabilized mode-locked Nd:YAG laser source. IEEE J. Quant. Electron. 1969 t. QE-5 nr 6, s. 326.
55. Bridges W.B., Picus G.S.: Gas laser preamplifier performance. Appl. Opt. 1964 t. 3 nr 10, s. 1189-1190.
56. Błocki F., Skarbiński Z.: Systemy wielokrotne w te-

lotransmisji. Warszawa 1962 WNT.

57. Tager P.G.: Jaczejka Kerr. Izd. Iskustwo 1937.
58. Helsztyński J.: Modulacja światła spójnego. Warszawa 1969 WNT.
59. Donjon J., Marie G.: Realisation de modulateurs de lumiere a large bande utilisant l'effect Pöckels. Acta Electronica 1965 t. 9 nr 4, s. 315-385.
60. Johnson K.M.: Microwave light modulators by the Pöckels effect. Microwaves 1964 t. 7 nr 8, s. 51-56.
61. Kaminow J.P.: Parametric principles in optics. IEEE Spectrum 1965, t. 2 nr 4, s. 35-43.
62. Jones O.C.: Method of modulating light at extreme frequencies. J. Scient. Instrum. 1964 t. 41 nr 11, s. 653-661.
63. Holshauser D.F., Von Foerster H., Clark G.L.: Microwave modulation of light using Kerr effect. J. Opt. Soc. Am. 1961 t. 51 nr 12, s. 1360-1365.
64. Anderson L.K.: Microwave modulation of light using ferrimagnetic resonance J. Appl. Phys. 1962 t. 34 nr 4, s. 1230-1231.
65. Renton C.A.: Amplitude modulation of light by reverse biased p-n junctions. Proc. IEEE 1964 t. 52 nr 1, s. 93-94.
66. Racette G.: Absorption edge modulator utilizing a p-n junction. Proc. IEEE 1964 t. 52 nr 6, s. 716.

67. Culshaw W., Kanneland J.: Zeeman effects in helium-neon lasers. *Electronique Quantique comes-rendus de la 3^e conference internationale*. Dunod Editeur Paris 1964 t. 1, s. 523-535.
68. Kaiser W., Sugarno S., Wood D.L.: Splitting of the emission lines of ruby by an external electric field. *Phys. Rev. Lett.* 1961 t. 6 nr 11, s. 605-606.
69. Fried D.L., Read W.S., Pollok D.B.: An interferometric optical modulator. *Appl. Opt.* 1964 t. 3 nr 6, s. 697-701.
70. Adrianowa I.I., Popow J.W.: Difrakcyjny modulator wiata nieskolkimi wstriechnymi izluczatieliami. *Doklady A.N. ZSRR* t. 131 nr 4, s. 813.
71. Thaler W.J.: Frequency modulation of He-Ne Laser beam via ultrasonic waves. *Appl. Phys. Lett.* 1964 t. 5 nr 1, s. 29.
72. Billings B.H.: The electro-optic effect in uniaxial crystals of the dihydrogene phosphate (XH_2PO_4). I Theoretical. *J. Opt. Soc. Am.* 1949 t. 39 nr 10, s. 797-801.
73. Billings B.H.: The electro-optic effect in uniaxial crystals of the dihydrogene phosphate (XH_2PO_4). II Experimental. *J. Opt. Soc. Am.* 1949 t. 39 nr 10, s. 802-808.
74. Carpenter R. O'B.: The electro-optics effect in uniaxial crystals of the dihydrogene phosphate type.

- III Measurement of coefficients - J. Opt. Soc. Am. 1950 t. 40 nr 2, s. 225-229.
75. Kaminow J.P., Turner E.H.: Electrooptic light modulators. Proc. IEEE 1966 t. 54 nr 10, s. 1374-1390.
 76. Ley J.M.: Light modulation using natural crystals of zinc sulphide. Electron. Lett. 1966 t. 2 nr 10, s. 394-396.
 77. Sterzer F., Blattner D., Minter S.: Cuprous chloride light modulators. J. Opt. Soc. Am. 1964 t. 54 nr 1, s. 62-68.
 78. Walsh T.E.: Gallium-arsenide electro-optic modulators, RCA Rev. 1966 nr 3, s. 323-335.
 79. Gainon D.J.A.: Linear electrooptic effect in CdS. J. Opt. Soc. Am. 1964 t. 54 nr 2, s. 270-271.
 80. Hilsum C.: Infrared transmission of barium titanate. J. Opt. Soc. Am. 1965 t. 55 nr 9, s. 771-772.
 81. Turner E.H.: High frequency electrooptic coefficients of lithium niobate. Appl. Phys. Lett. 1966 t. 8 nr 6, s. 303-304.
 82. Denton R.T., Chen F.S., Ballman A.A.: Lithium tantalate light modulators. J. Appl. Phys. 1967 t. 8 nr 1, s. 1611-1617.
 83. Slitzer T.R.: Linear electrooptic effects in class 32, 6, 3 m and $\bar{4}3$ crystals. J. Opt. Soc. Am. 1964 t. 54 nr 11, s. 1348-1351.

84. Nye J.F.: Physical properties of crystals - Their representation by tensors and matrices Clarendon Press, Oxford 1957, Warszawa 1962 PWN.
85. Born M.: Optik. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York 1965.
86. Pohl R.W.: Optik und Atomphysik. Springer Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg, 1954.
87. Ley J.M.: Low-voltage light-amplitude modulation. Electron. Lett. 1966 t. 2 nr 1, s. 12-13.
88. Rigrod W.W., Kaminow Z.P.: Wide-band microwave light modulation. Proc. IEEE 1963 t. 51 nr 1, s. 137-140.
89. Bicknell W.E., Yap B.K., Peters C.I.: 0 to 30 GHz traveling-wave electrooptic modulator. Proc. IEEE 1967 t. 55 nr 2, s. 225-226.
90. Peters C.J.: Gigacycle bandwidth coherent - light traveling-wave amplitude modulator. Proc. IEEE 1965 t. 53 nr 5, s. 455-460.
91. Blumenthal R.H.: Design of microwaves frequency light modulator. Proc. IRE 1962 t. 50 nr 4, s. 452-456.
92. Katys. G.P., Krawcow N.W., Czirkow L.E., Konowałow S.M.: Moduliacja i otkłonenije opticzeskiego izluczienia. Izd. Nauka, Moskwa 1967.
93. Anderson K.L.: Microwave modulation of light. Microwaves 1965 t. 4 nr 1, s. 42-50.

94. Macek W.M., Kroeger K., Schneider J.R.: Microwave modulation of light . IRE Internat. Conven. Rec. 1962 March 26-29 Pt 3, s. 158-176.
95. Johnson K.M., Eden D.D.: Solid-state modulation and demodulation of light with information from five television channels simultaneously. Proc. IEEE 1965 t. 53 nr 4, s. 402-403.
96. Clayson C.H., Ley J.M.: Low-voltage light-amplitude modulation. Electronics Lett. 1966 t. 2 nr 4, s.138-139.
97. Di Domenico M., Anderson L.K.: Broad-band electro-optic traveling-wave light modulators. Bell Syst. tech. J. 1963 t. 32 nr 11, s. 2621-2678.
98. Peters C.J.: Gigacycle bandwidth coherent light traveling -wave phase modulator. Proc. IEEE 1963 t. 51 nr 1, s. 147-153.
99. Niblach W., Wolff E.: Polarization modulation and demodulation of light. Appl. Opt. 1964 t. 3 nr 2, s. 277-279.
100. Pautrat Ch.: Les recherches lasers au CNET. Rev. PTT de France 1970 t. 25 nr 1, s. 17-36.
101. Crowell M.H.: Characteristics of mode - coupled lasers. IEEE J. Quant. Electron. 1965 t. QE-1 nr 1, s. 12-20.
102. Giordmaine J.A., Duguay M.A., Hansen J.W.: Compression of optical pulses. IEEE J. Quant. Electron. 1968 t. QE-4 nr 5, s. 252-255.

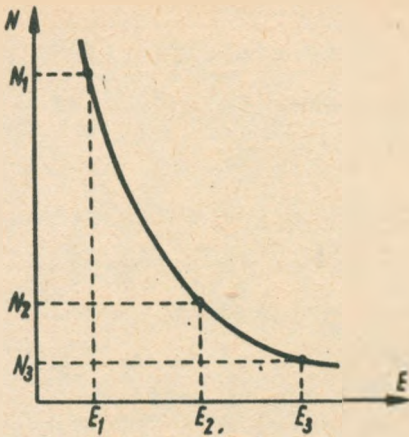
103. De Maria A.J., Glenn W.H., Brienza M.J., Mack M.E.: Picosecond laser pulses. Proc. IEEE 1969 t. 57 nr 1, s. 2-25.
104. Denton R.T., Kinsel T.S., Chen F.S.: 224 Mc/s optical pulse code modulator. Proc. IEEE 1966 t. 54 nr 10, s. 1472-1473.
105. Kelley R.A.: An experimental high-speed digital transmission system. Bell Lab. Rec. 1967 t. 45 nr 2, s. 45-48.
106. Anon: Broadband light modulators requiring less than one watt as input power. Telecomun. J. 1967 t. 34 nr 3, s. 91.
107. Denton R.T., Kinsel T.S.: Terminals for a high-speed optical pulse code modulation communication systems: I. 224 Mbit/s single channel. Proc. IEEE 1968 t. 56 nr 2, s. 140-145 oraz II. Optical multiplexing and demultiplexing. Proc. IEEE 1968 t. 56 nr 2, s. 146-154.
108. Ross M., Hanhin R.B., Dalafor E.P., Swendsen R.H.: High-sensitivity fast-response laser detection systems. IEEE Trans. Aerospace Electron. Syst. 1966 t. 2 nr 1, s. 62-73.
109. Sommers H.S.: Demodulation of low-level broad-band optical signals with semiconductors. Proc. IEEE 1963 t. 51 nr 1, s. 140-146.
110. Saito S., Kurokawa K., Fuji Y., Kimura T., Uno Y.:

The versatile point-contact diode. *Electronics* 1963 t. 36 nr 1, s. 82-85.

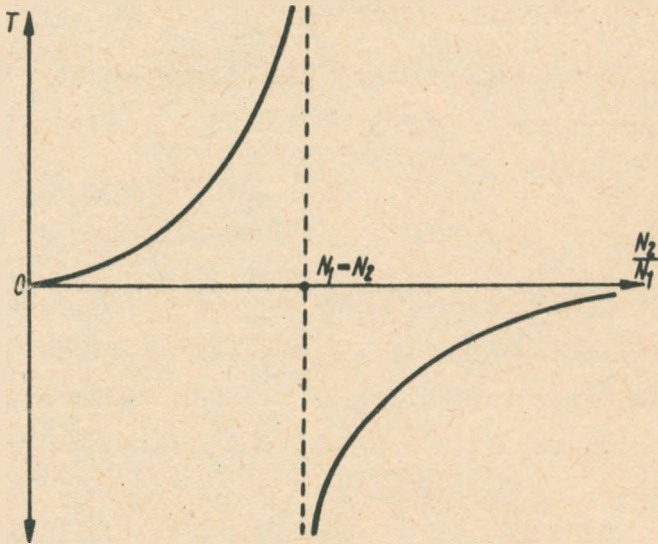
111. Caddes D.E., Mc Murtry B.J.: Evaluating light demodulators. *Electronics* 1964 t. 37 nr 13, s. 54-61.
112. Petroff M.D., Spetzler H.A., Bjørnerud E.K.: X-band microwave phototube for demodulation of laser beams. *Proc. IEEE* 1963 t. 51 nr 4, s. 614-615.
113. Biernson G., Lucy R.F.: Requirements of a coherent laser pulse doppler radar. *Proc. IEEE* 1963 t. 51 nr 1, s. 202-213.
114. Luckovky G., Lasser M.E., Emmons R.B.: Coherent light detection in solide-state photodiodes. *Proc. IEEE* 1963 t. 51 nr 1, s. 166-172.
115. Anderson L.K., Mc Murtry B.J.: High-speed photodetectors. *Proc. IEEE* 1966 t. 54 nr 10, s. 1335-1349.
116. Peters W.N., Arguello R.J.: Fading and polarization noise of PCM/PL system. *IEEE J. Quant. Electron.* 1967 t. QE-3 nr 1, s. 532-539.
117. Schiel E.J., Bullwinkel E.C., Weimar R.B.: Pulse-code modulation multiplex transmission over an injection laser transmission system. *Proc. IEEE* 1965 t. 53 nr 12, s. 2140-2141.
118. Billand P., Donjon J., Marie G.: Application de la modulation de lumiere aux télécommunications. *Acta electronica* 1965 t. 9, nr 4, s. 309-313.

119. Schwizer J.: Optische nachrichtenübermittlung. Hasler Mitt. 1970 t. 29 nr 1, s. 1-12.
120. Sette D.: Laser applications to communication. Ztsch. angew. Math. und Phys. 1965 t. 16 nr 1, s. 156-169.
121. Zujew W.E.: Prozracznost' atmosfieri dla widimych i infrakrasnych luziej. Izd. Sowietkoje Radio, Moskwa 1966.
122. Gruss R.: Übertragung von Laserstrahlung durch die Atmosphäre Nachrichtentechn. Ztsch. 1966 t. 19 nr 1, s. 35.
123. Goubau G., Christian J.R.: Some aspects of beam waveguides for long distance transmission at optical frequencies. IEEE Trans. Microwave Theory and Techn. 1964 t. MTT-12 nr 2, s. 212-220 oraz Proc. IEEE 1964 t. 52 nr 12, s. 1739.
124. Karbowski A.E.: Trunk waveguide communication. Chapman and Hall, London 1965.
125. Marcatili E., Schmeltser R.A.: Hollow metallic and dielectric waveguides for long distance optical transmission and lasers. Bell System Techn. J. 1964 t. 43 nr 4, s. 1783-1803.
126. Eaglesfield C.C.: Optical pipe line a tentative-assessment. Proc. IEE 1962 t. 109 PtB, s. 26-32.
127. Karbowski A.E.: Lasers and optical communication systems. URSI Sympos. Electromagnet. Wave Theory, Delft 6th-11th Sept. 1965 tłum. ros. Express-infor-

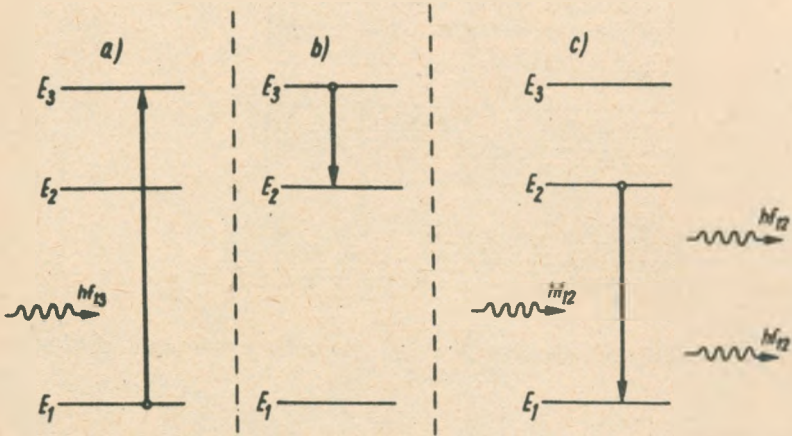
- macja, Radiotechnika Swierchwysokich czastot i kwantowaja radiotiechnika, 1966 nr 5, s. 29-52.
128. Karbowski A.E.: New type of waveguide for light and infrared waves. Electronics Lett. 1965 t. 1 nr 2, s. 47-48.
129. Berreman D.W.: A lens or light guide using convectively distorted thermal gradient in gases oraz A gas lens using unlike counter-flowing gases. Bell System Techn. J. 1964 t. 43 nr 4, s. 1469-1479.
130. Tien P.K., Gordon J.P., Whinnery J.R.: Focusing of light beam of gaussian field distribution in continuous and periodic lens-like media. Proc. IEEE 1965 t. 53 nr 2, s. 129-136.
131. Winter A.: Some aspects of Rayleigh scattering in glass. Advances in Glass Technology, Plenum Press, New York 1962.
132. Anon: Glass fibre laser comes bright spot in SRDE parade. Electronics Weekly 1968 nr 411, s. 2.
133. Karbowski A.E.: Laserowe i optyczne systemy łączności. Referat wygłoszony w Polskim Towarzystwie Elektrotechniki Teoretycznej i Stosowanej 3 września 1965 r. w Warszawie.



Rys. 1. Zależność pomiędzy ilością atomów N a ich stanem energetycznym E dla ciała o temperaturze $T = \text{const.}$

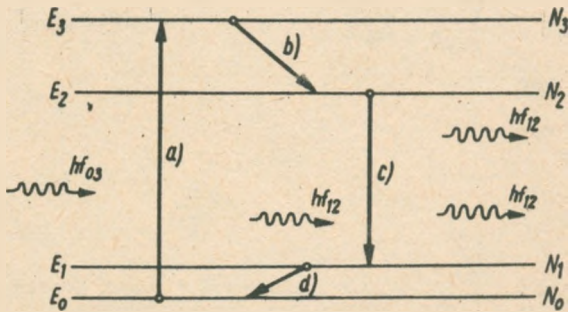


Rys. 2. Zależność pomiędzy temperaturą bezwzględną i energią w przypadku atomów o dwóch poziomach energetycznych według [3]

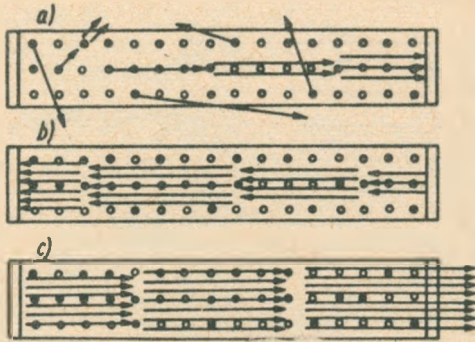


Rys. 3. Schemat kolejnych faz działania lasera trójpoziomowego: a/ pompowanie, b/ przejście bezpromienne, c/ wzmacnianie

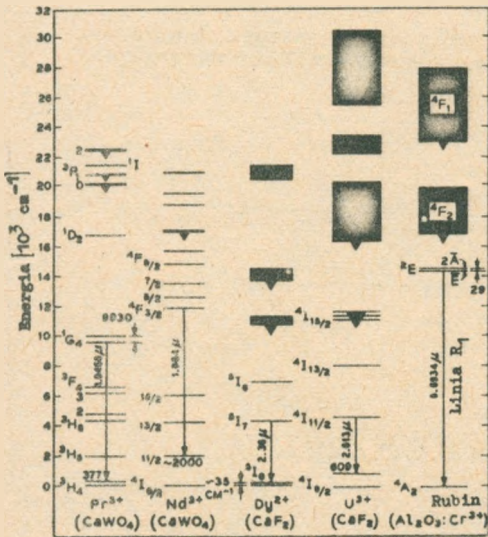
Strzałkami prostymi oznaczono przejścia elektronu, strzałkami falistymi oznaczono fotony /rysunek według wzoru w [4]



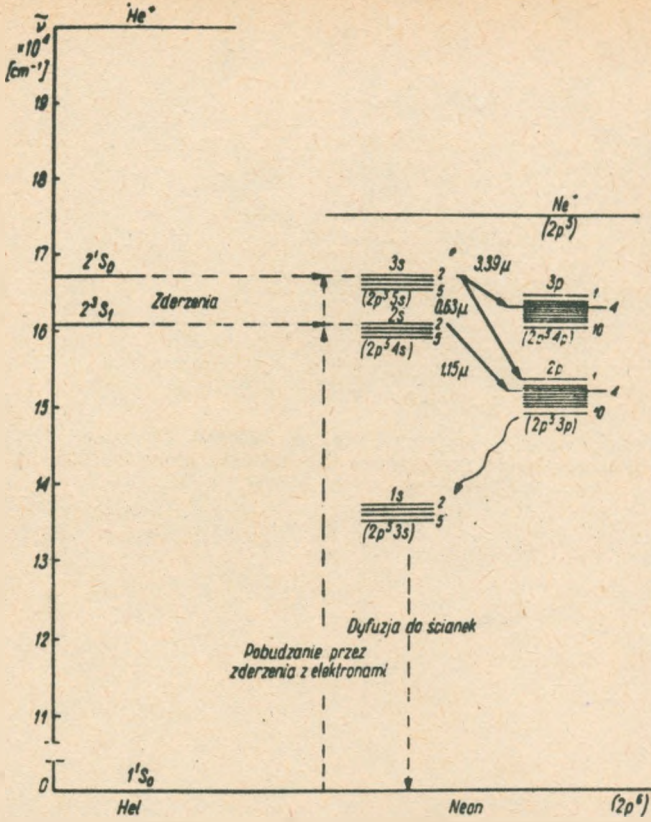
Rys. 4. Schemat kolejnych faz działania lasera czteropoziomowego: a/ pompowanie fotonami $h\nu_{03}$, b/ i d/ przejścia bezpromienne, c/ emisja wymuszona



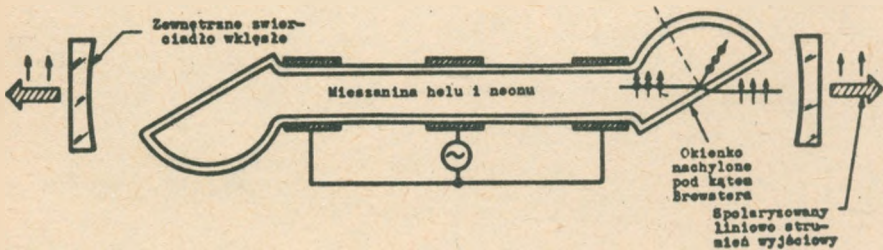
Rys. 5. Zasada powstawania kaskady fotonów w laserze według rysunku w [4]



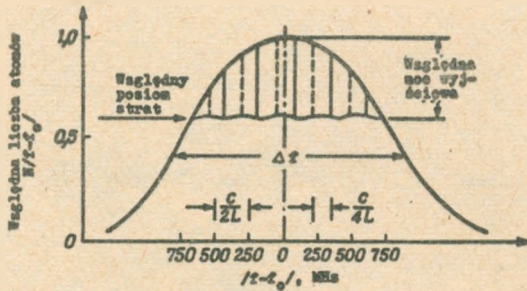
Rys. 6. Układ poziomów energetycznych praseodymu, neodymu, dysprozu, uranu i chromu w rubinie [6]



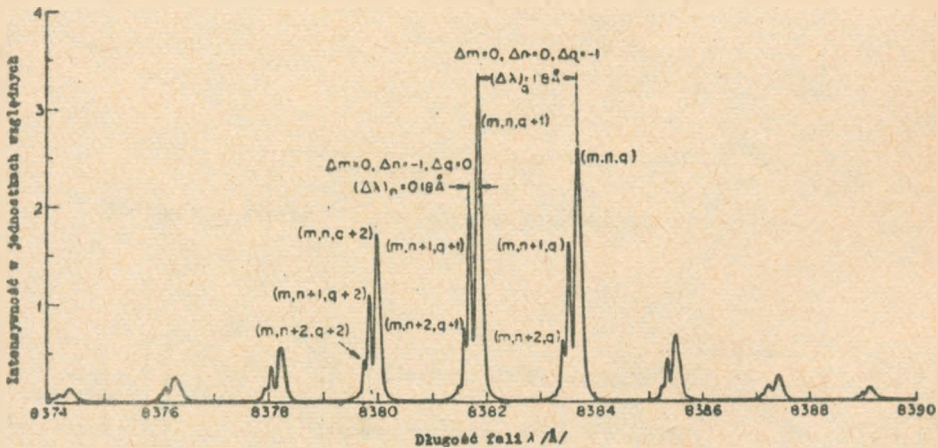
Rys. 7. Układ poziomów energetycznych helu i neonu według [20]



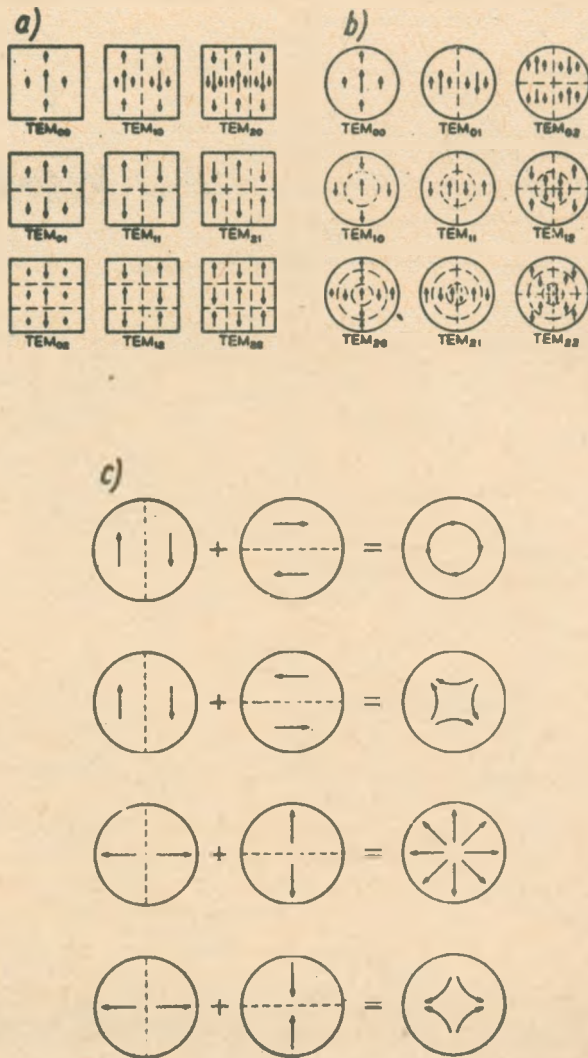
Rys. 8. Schemat lasera gazowego według [6]
według [6]



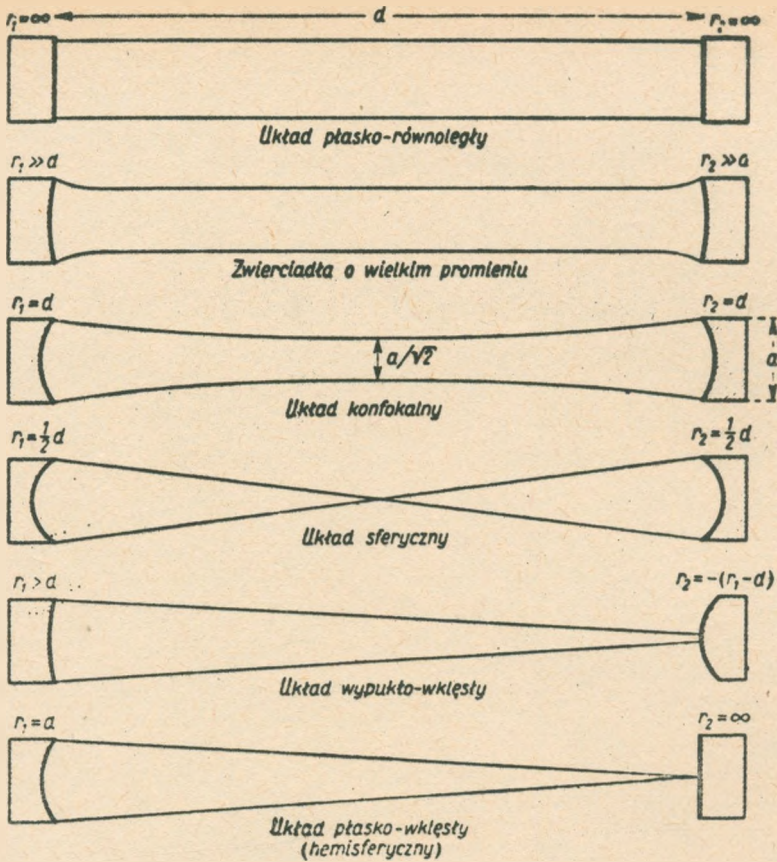
Rys. 9. Rozmieszczenie modów poprzecznych lasera gazowego ograniczonego płasko-równoległymi zwierciadłami i rozszerzona linia neonu dla $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ według [25]



Rys. 11. Typowy rozkład kilku grup modów poprzecznych łączowego lasera półprzewodnikowego GaAs pracującego falą ciągłą w temperaturze $T = 77^\circ\text{K}$ według [30]

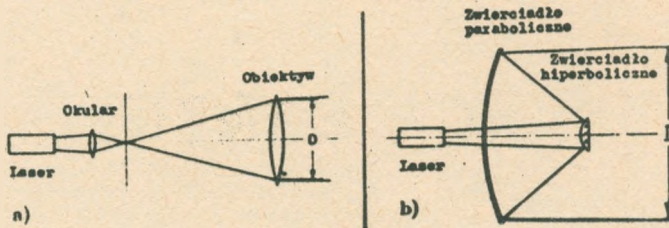


Rys. 10. Konfiguracje liniowo spolaryzowanych modów rezonatora dla: a/ kwadratowych i b/ okrągłych zwierciadeł oraz c/ synteza różnych konfiguracji polaryzacji liniowo spolaryzowanego modu TEM_{01} według [29]



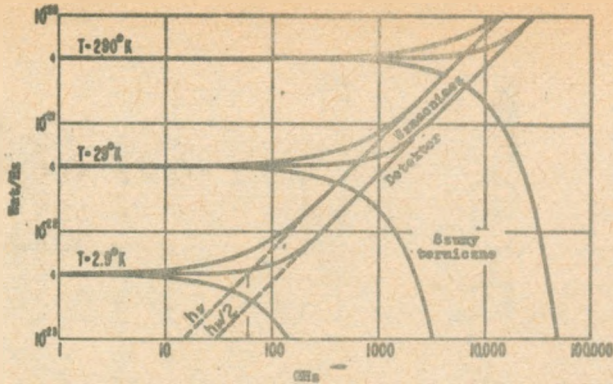
Rys. 12. Różne konfiguracje zwierciadeł rezonatorów laserowych według [35]

r_1 i r_2 - promienie krzywizny zwierciadeł; d - odległość między zwierciadłami

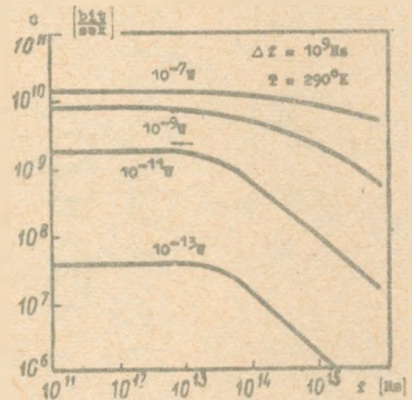


Rys. 13. Układy anten optycznych według [36]; a/ antena soczewkowa, b/ antena zwierciadlana

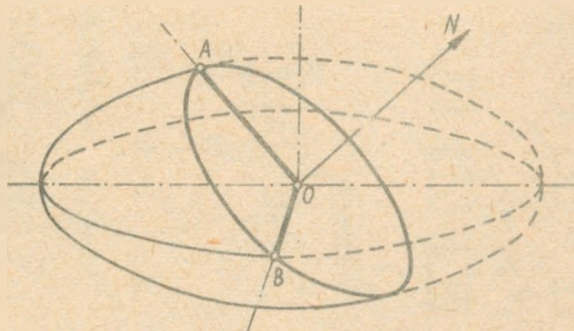
D - średnica wiązki wyjściowej



Rys. 14. Szumy termiczne dla trzech różnych temperatur i szumy kwantowe w funkcji częstotliwości według [44]

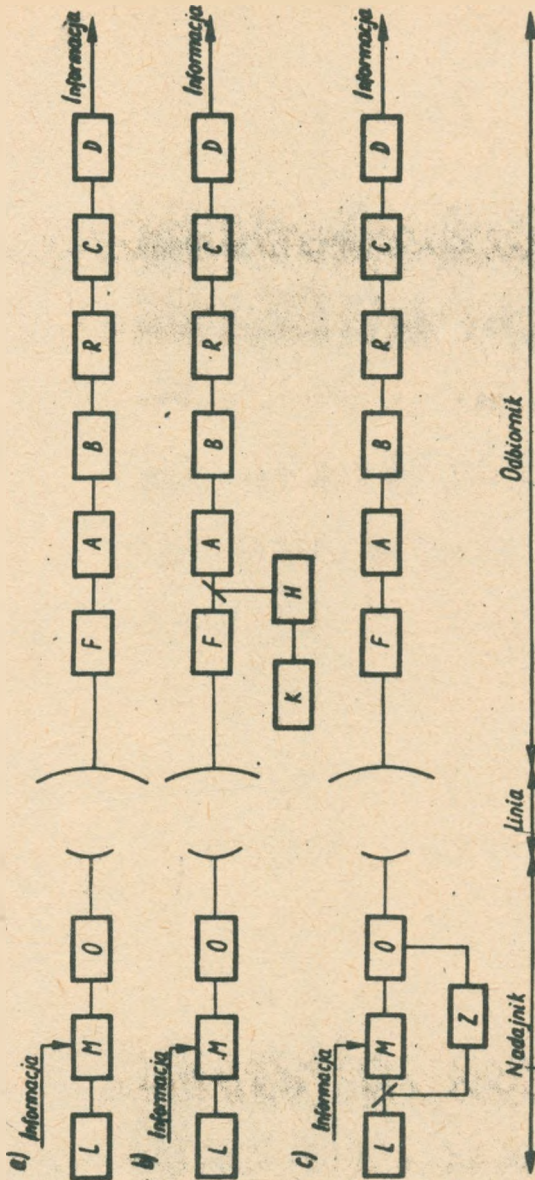


Rys. 15. Zależność pojemności informacji od częstotliwości sygnału dla różnych wartości poziomu mocy sygnału według [45]



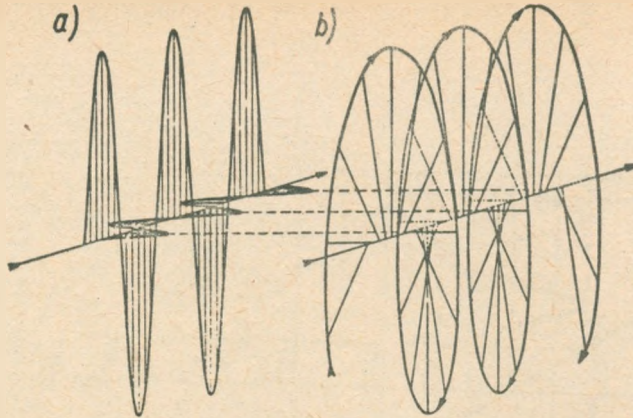
Rys. 17. Elipsoidal współczynników załamania światła oraz kierunki wektorów indukcji elektrycznej w kryształach typu DKP

AO i OB - kierunki wektorów indukcji elektrycznej fali zwyczajnej i nadzwyczajnej, N - kierunek rozchodzenia się światła



Rys. 16. Podstawowe układy teletransmisyjne pracujące z wykorzystaniem laserów według [48]

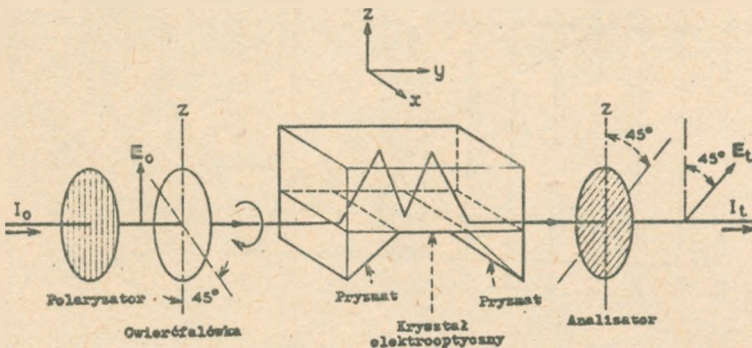
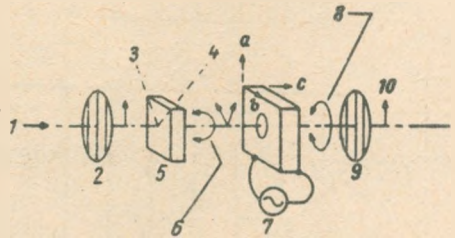
L - generator laserowy, M - modulator, O - optyczny układ wyjściowy, F - filtr optyczny, A - fotodetektor, B - wzmacniacz prądowy, R - układ dopasowujący, C - wzmacniacz, D - układ demodulacji, H - generator laserowy, K - układ korygujący, Z - układ sprzężenia zwrotnego



Rys. 18. Polaryzacja eliptyczna fali światła według [86]: a/zmiany w czasie spolaryzowanych liniowo fal składowych o nierównej amplitudzie, b/ zmiany w czasie wektora wypadkowego

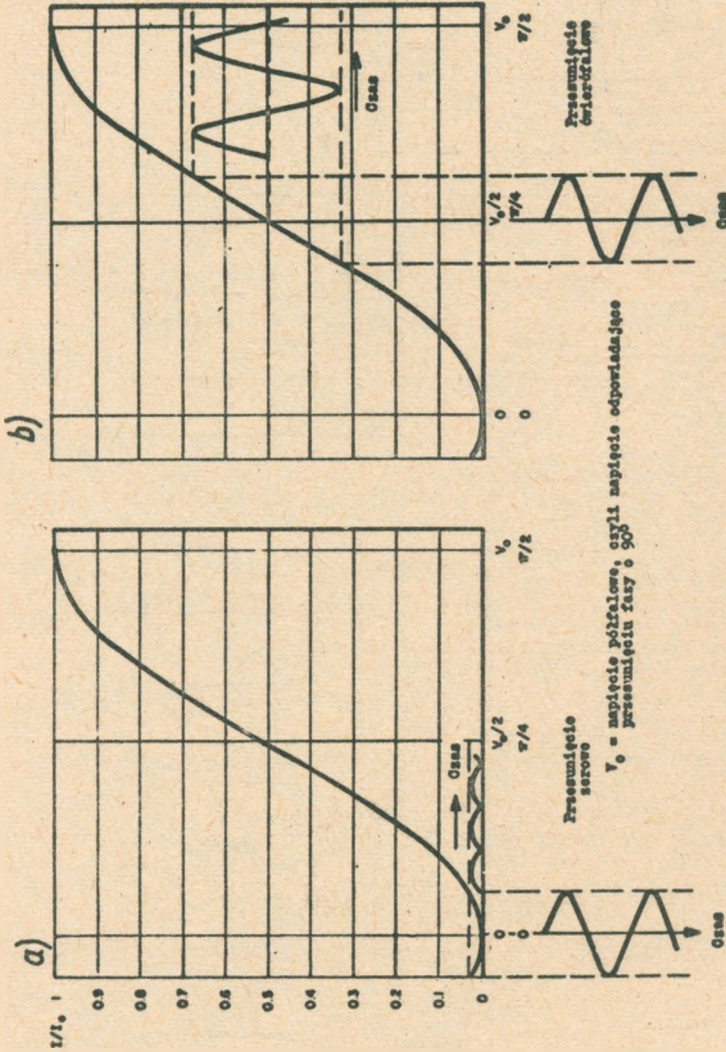
Rys. 19. Schemat działania wzdłużnego modulatora amplitudy według [93]

1 - wejście światła, 2 - polaryzator, 3 - kierunek wektora fali wolniejszej, 4 - kierunek wektora fali szybszej, 5 - ćwierćfalówka, 6 - fala spolaryzowana kołowo, 7 - kryształ elektrooptyczny, 8 - fala spolaryzowana eliptycznie, 9 - analizator, 10 - fala zmodulowana i spolaryzowana

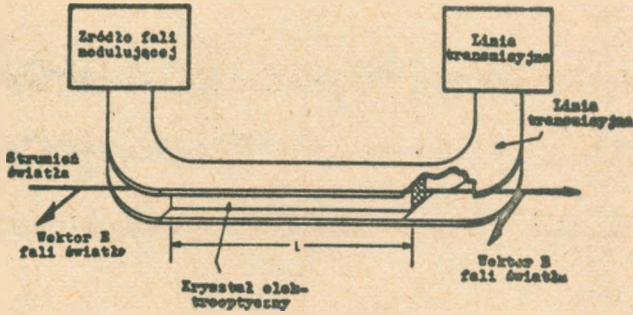


Rys. 21. Schemat działania modulatora amplitudy o fali bieżącej typu "zygzak" według [97]

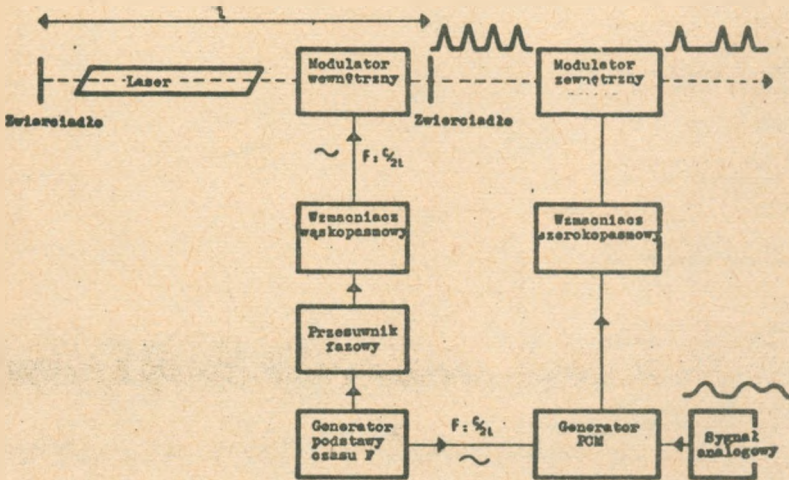
$E_0 I_0$ - parametry fali wejściowej światła, $E_t I_t$ - parametry fali zmodulowanej



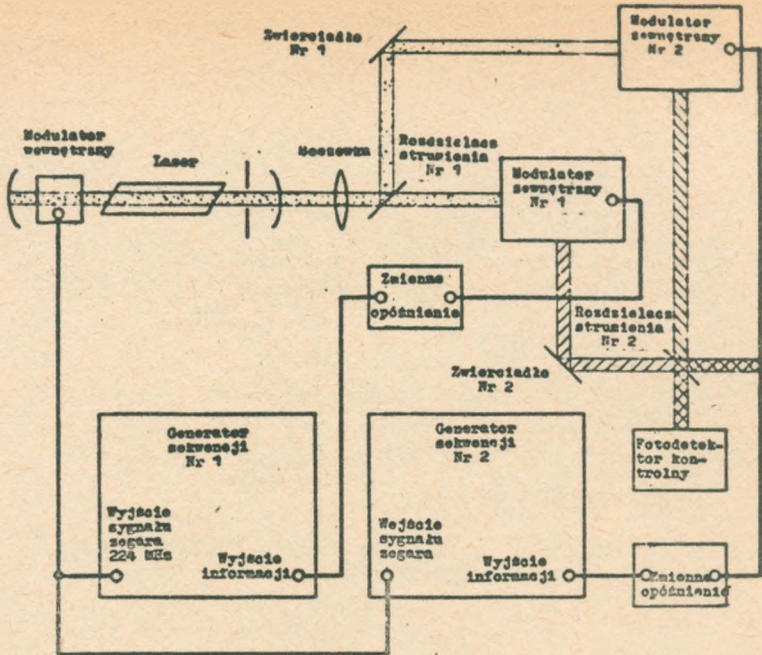
Rys. 20. Zasada działania płytki ćwierćfalowej, czyli tzw. ćwierćfalówki według [94]: a/ charakterystyka statyczna modulatora bez ćwierćfalówki, b/ charakterystyka statyczna modulatora z zastosowaniem ćwierćfalówki



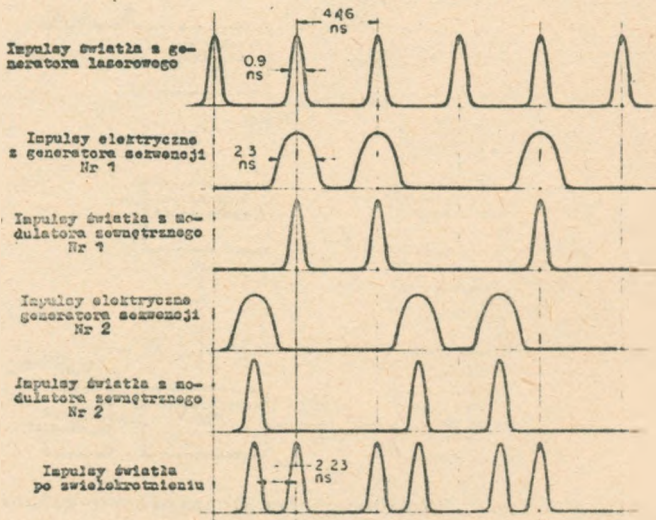
Rys. 22. Schemat działania modulatora fazy o fali bieżącej według [98]



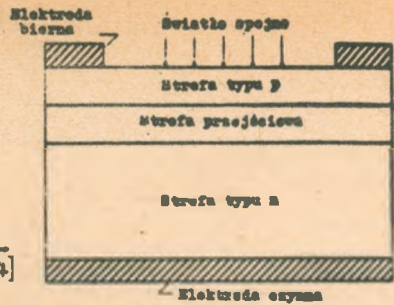
Rys. 23. Schemat blokowy układu modulacji impulsowo-kodowej według [100]



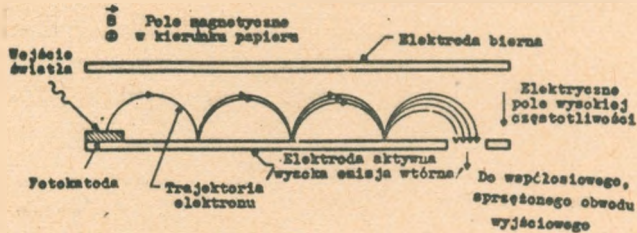
Rys. 24. Schemat blokowy zwielokrotnienia dwóch kanałów w systemie modulacji impulsowo-kodowej według [107]



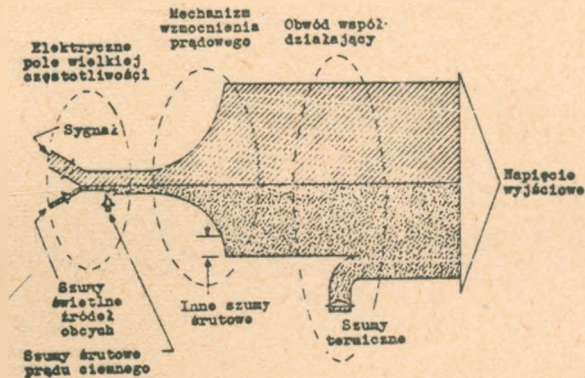
Rys. 25. Wykres przebiegów czasowych w eksperymentalnym dwukanałowym urządzeniu zwielokrotniającym przedstawionym na rys. 24 według [107]



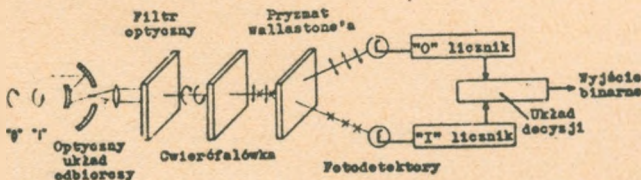
Rys. 26. Schemat budowy fotodiody półprzewodnikowej według [114]



Rys. 27. Schemat budowy fotopowielacza dynamicznego ze skrzyżowanymi polami według [115]



Rys. 28. Obrazowe przedstawienie wzrostu szumów w fotodetektorze według [115]



Rys. 29. Schemat działania odbiornika pracującego w systemie PCM/PL według [116]

