

3.31 — teoria fal elektromagnetycznych

Dariusz Burak

ZASTOSOWANIE  
ZJAWISKA BISTABILNOŚCI  
W SENSORACH  
I PRZEŁĄCZNIKACH OPTYCZNYCH

9/1990



WARSZAWA 1990

<http://rcin.org.pl>

Praca wpłynęła do Redakcji dnia 15 listopada 1989 r.



56791



Na prawach rękopisu

---

Instytut Podstawowych Problemów Techniki PAN

Nakład 120 egz. Ark.wyd. 1,6 Ark.druk. 2

Oddano do drukarni w marcu 1990 r.

Nr zamówienia 85/90

---

Warszawska Drukarnia Naukowa, Warszawa,  
ul. Śniadeckich 8



Dariusz Burak

Ośrodek Rozwoju Techniki, PAN

Laboratorium Fotoniki i Optyki Zintegrowanej

## ZASTOSOWANIE ZJAWISKA BISTABILNOŚCI W SENSORACH I PRZELĄCZNIKACH OPTYCZNYCH

### Streszczenie

Niezwykłe burzliwy rozwój optyki nieliniowej w ostatnich latach spowodował odkrycie zjawisk, które w zasadniczy sposób zmieniły podejście do roli, jaką pełni sygnał optyczny we współczesnej technice. W niniejszym opracowaniu przedstawiono szereg zjawisk związanych z propagacją solitonów optycznych we włóknach światłowodowych. Wskazano typowe przykłady prototypów solitonowych układów fonicznych, charakterystyczne cechy ich działania i zakres ich potencjalnych zastosowań.

## 1. Wstęp.

Włókna optyczne w okresie ostatnich 20 lat zrewolucjonizowały technologię przesyłania informacji ze względu na mały poziom strat oraz szerokie pasmo przenoszenia. Pomimo tego pojemność informacyjna, jaka oferują fotoniczne systemy transmisji, nie jest do dzisiaj w pełni wykorzystana. Spowodowane jest to koniecznością stosowania elektronicznych koderów i dekodek sygnalu na wejściu i wyjściu układu optycznego, co w znacznym stopniu ogranicza szybkość przetwarzania informacji i nie pozwala w pełni wykorzystać ogromnych możliwości przesyłowych włókna. Uważa się, że rozwiązanie tego problemu tkwi w zastosowaniu do modulacji i demodulacji w pełni optycznych układów mających czasy przełączania o 6 rzędów wielkości krótsze od układów elektronicznych. Możliwości te są związane z zastosowaniem do konstrukcji układów fotonicznych elementów nieliniowych.

W związku z rozwojem badań w dziedzinie światłowodowej optyki nieliniowej przewidziano teoretycznie i odkryto szereg nowych zjawisk takich jak: zjawisko samoogniskowania wiązki świetlnej<sup>1)</sup>, kompresji czasowej impulsu<sup>2-3)</sup>, samomodulacji fazy<sup>4)</sup>, formowania nieliniowej fali uderzeniowej<sup>5)</sup>, dwójłomności optycznej<sup>6)</sup>, zjawisko wymuszonego rozpraszania Ramana i Mandelsztama-Brillouina<sup>7)</sup>. Potwierdzono eksperymentalnie możliwość propagacji w nieliniowym światłowodzie ultrakrótkich impulsów świetlnych o stałym kształcie, tzw. solitonów optycznych<sup>8)</sup>.

Podstawowym celem napisania pracy jest zamieszczenie przeglądu podstawowych problemów i możliwości układów solitonowych we współczesnej fotonice. Umożliwi to ustalenie punktu wyjścia do badań numerycznych i analitycznych konkretnej konfiguracji pod kątem zastosowania do konstrukcji urządzenia optycznego.

Układ opracowania jest następujący. W rozdziale 2 omówiono pokrótce podstawowe elementy fotoniczne jakimi są sensory optyczne i przełączniki optyczne. Zamieszczono także podstawowy opis zjawisk występujących podczas propagacji czasowego solitonu optycznego w nieliniowym światłowodzie.



Rozdział 3 zawiera przegląd prototypów urządzeń fotonicznych podzielonych na trzy zasadnicze grupy: Optycznych Sprzęgaczy Światłowodowych, Sprzęgaczy Solitonowych i Solitonowych Układów Logicznych. W zakończeniu rozdziału omówiono nie potwierdzone jak dotychczas eksperymentalnie zjawisko bistabilności solitonowej. Praca jest zakończona spisem cytowanej literatury.

## 2. Podstawowe elementy fotoniczne.

Do podstawowych elementów fotonicznych w rozumieniu niniejszej pracy zaliczamy sensory i przełączniki optyczne. Sensory optyczne zwracają na siebie uwagę przede wszystkim ze względu na prostotę konstrukcji, dużą czułość i wysokie bezpieczeństwo w użyciu (przy badaniu ośrodków niebezpiecznych, np. wybuchowych). Przełączniki optyczne są to urządzenia, które realizują "kontrolę światła za pomocą światła"<sup>9)</sup>. Podstawową zaletą czysto optycznych przełączników jest bardzo duża szybkość przetwarzania informacji. Istotą zasady działania zarówno sensorów jak i przełączników jest występowanie sprzężenia pomiędzy polami elektromagnetycznymi wewnątrz tych urządzeń. W ostatnich latach duże zainteresowanie zwracają na siebie fale elektromagnetyczne w ośrodkach nieliniowych, tzw. solitony optyczne. Są to ultrakrótkie impulsy (o czasie trwania subpikosekundowym) o niezmiennym kształcie, propagujące się w nieliniowym światłowodzie. Ze względu na niesioną informację fazową (koherentność) możliwe jest oddziaływanie interferencyjne pomiędzy solitonami. Posiadają one charakterystyczny kształt zbliżony do prostokąta, co pozwala traktować solitony optyczne jako naturalne bity informacji przesyłane falowodem.

### 2.1 Sensory Optyczne

W nowoczesnej technice czujników, stosowanych w różnych dziedzinach nauki i techniki, czujniki optyczne zyskały miejsce szczególne. Charakterystycznymi własnościami sensorowych układów optycznych są:

- wysoka częstotliwość i małe tłumienie przesyłanego sygnału optycznego,

- szerokie pasmo przenoszenia,
- brak zakłóceń ze strony zewnętrznego pola elektromagnetycznego.

Techniczne parametry pracy układów do transmisji (optokomunikacja) i obróbki (optoelektronika, optyka zintegrowana i fotonika) sygnałów przewyższają o kilka rzędów wielkości charakterystyki ich klasycznych (tj. elektronicznych) odpowiedników pracujących na milimetrowych i mikrometrowych częstotliwościach.

Zasadę działania sensora optycznego można w skrócie opisać następująco: zmiana własności fizycznych ośrodka, w którym czujnik się znajduje (np. skład chemiczny, temperatura, ciśnienie), powoduje zmianę parametrów światła modulowanego przez czujnik (natężenie, faza, polaryzacja), które można transformować na inne wielkości opisujące stan badanego ośrodka. Modelowy przykład czujnika optycznego realizujący naszkicowany schemat działania można znaleźć w pracy<sup>10)</sup>.

Jednym z podstawowych problemów stojących przed konstruktorami sensorów jest czułość i niezawodność pomiarów, a w szczególności jego niezależność od wpływu innych parametrów otoczenia niż ten, którego zmiana ma być mierzona. Rozwiązanie tego problemu jest możliwe między innymi przez przyjęcie binarnego trybu pracy sensora. Duże skoki wartości pomiaru są zawyczaj związane ze zmianą tylko jednego z parametrów ośrodka; zmiany innych wprowadzają wtedy szumy o poziomie zaniedbywalnie niskim w porównaniu z poziomem sygnału pomiarowego. Binarność pomiaru można w sposób najbardziej efektywny uzyskać wprowadzając do struktury optycznej ośrodek nieliniowy zapewniający bistabilność lub multistabilność wybranych parametrów pola elektromagnetycznego rejestrowanych w procesie pomiaru. W ostatnich latach okazało się, że binarny tryb pracy można w naturalny sposób realizować w strukturach prowadzących solitony<sup>11-13)</sup>, przy czym czas reakcji takiego układu jest rzędu pikosekund lub nawet krótszy (w porównaniu z czasem rzędu ms w układzie analizowanym w pracy<sup>10)</sup>).

## 2.2 Przełączniki Optyczne

Niezwykle burzliwy w mijającej dekadzie rozwój optyki nieliniowej, a w szczególności jej najnowszej gałęzi fotoniki, spowodowany jest możliwością



przeprowadzenia interesujących badań podstawowych oddziaływania światła z materią, bogactwem zjawisk dynamiki optycznych układów nieliniowych i możliwością wielu interesujących zastosowań.

Celem badań aplikacyjnych jest między innymi skonstruowanie urządzeń bistabilnych o jak najwyższych walorach użytkowych, tzn. o małych rozmiarach, o ultrakrótkich czasach relaksacji i niskich wydatkach energetycznych, pracujących w temperaturze pokojowej, trwałych i tanich. Można wyróżnić dwa kierunki prowadzonych w tym aspekcie badań:

- przetwarzanie sygnałów,
- transmisja sygnałów.

Do przetwarzania sygnałów niezbędne jest silne oddziaływanie pomiędzy sygnałami optycznymi. Z drugiej strony, w procesie transmisji sygnałów konieczna jest minimalizacja oddziaływań między nimi, oraz stabilność ich parametrów geometrycznych i energetycznych. Oba te z natury przeciwstawne ograniczenia można z powodzeniem spełnić w strukturach prowadzących solitony optyczne.

### 2.3 Solitony Optyczne<sup>14)</sup>

Rozpatrzmy ośrodek Kerra o przenikalności dielektrycznej postaci:

$$\epsilon_K = \epsilon + \epsilon_2 |E|^2. \quad (1)$$

Wektorowe równanie falowe w tym ośrodku ma postać:

$$\Delta E - (1/c^2) \partial^2 D^L / \partial t^2 = (1/c^2) \partial^2 D^{NL} / \partial t^2, \quad (2)$$

gdzie  $D^L$  opisuje liniową składową wektora indukcji pola elektrycznego i jest związany z wektorem natężenia pola elektrycznego  $E$  poprzez dyspersyjne równania materiałowe:

$$D^L(t) = \int_0^t \epsilon(t_1) E(t - t_1) dt_1, \quad (3)$$

natomiast  $D^{NL}$  przedstawia składową nieliniową indukcji:

$$D^{NL}(t) = \epsilon_2 |E|^2 E(t). \quad (4)$$

W ośrodkach izotropowych, jakie będą poniżej rozważane,  $\epsilon_1$  i  $\epsilon_2$  są funkcjami skalarnymi.

Poszukujemy rozwiązania równania (2) w postaci:

$$E = e \operatorname{Re}[R(\rho)] A(z, t) \exp[igz - i\omega t], \quad (5)$$

gdzie:

$e$  - wersor w kierunku propagacji fali (wzdłuż osi  $z$ ),

$R(\rho)$  - funkcja opisująca zmiany amplitudy w kierunku poprzecznym do kierunku propagacji,

$A(z, t)$  - wolnozmienna amplituda, spełniająca oszacowania:

$$\omega^2 |A_{tt}|^2 \ll \omega |A_t| \ll |A|, \quad (6a)$$

$$g^2 |A_{tt}|^2 \ll g |A_t| \ll |A|. \quad (6b)$$

Rozkładając  $E(t - t_1)$  w szereg potęgowy względem małego parametru  $t_1$  oraz zakładając, że funkcja  $R$  spełnia "poprzeczne" równanie falowe postaci:

$$[\partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2]R + [(\omega/c)^2 \epsilon - g^2]R = 0, \quad (7)$$

można równanie falowe (2) zapisać w postaci:

$$i\partial q/\partial \xi + (1/2) \partial^2 q/\partial \tau^2 + |q|^2 q = i\beta \partial^3 q/\partial \tau^3 - i\alpha \partial(|q|^2 q)/\partial \tau \quad (8)$$

gdzie:

$q = A/A_0$  - unormowana do swojej maksymalnej wartości  $A_0$  wolnozmienna amplituda  $A$ ,

$\xi, \tau$  - przetransformowane, bezwymiarowe współrzędne, odpowiednio położenia  $z$  i czasu  $t$ :  $\xi = \operatorname{const}_1 z$ ,  $\tau = \operatorname{const}_2 (t - z/v)$ ,  $v = d\omega/dk$ ,

$\alpha, \beta$  - współczynniki związane z dyspersją drugiego i trzeciego rzędu.



Równanie falowe (8) (gdy nie uwzględniamy wyrazów stojących po prawej stronie) nosi nazwę nieliniowego równania Schrodingera NSE (*Nonlinear Schrodinger Equation*) i zostało rozwiązane w fundamentalnej pracy Zacharowa i Szabata<sup>1)</sup> metodą rozpraszania odwrotnego (*Inverse Scattering Methods*). Jego podstawowe rozwiązanie ma postać:

$$q = q_0 \operatorname{sech}[q_0(\tau - \xi)] \exp[(1/2) \mu(\tau - \xi) + i\delta] , \quad (9)$$

gdzie:

$q_0$ ,  $\mu$ ,  $\xi$ ,  $\delta$  - bezwymiarowe parametry odpowiadające odpowiednio amplitudzie, prędkości, położeniu środka i fazie początkowej solitonu.

Rozwiązania równania (8) noszą nazwę solitonów optycznych (w przypadku, gdy ośrodek, w którym soliton się propaguje, jest dielektrykiem). W teorii nieliniowych równań różniczkowych określa się dwa podstawowe warunki, jakie powinno spełniać rozwiązanie solitonowe:

- podczas propagacji rozwiązanie nie może zmieniać kształtu (w naszym przypadku obwódka ma kształt typu sech),

- jeżeli dane są dwa rozwiązania solitonowe w chwili  $t = -\infty$ , to w chwili  $t = +\infty$  rozwiązanie także separuje się na dwa solitony o niezmiennych kształtach.

W rzeczywistej sytuacji, tzn. np. w nieliniowym światłowodzie, istnieją zjawiska typu rozpraszania dyfrakcyjnego na molekułach ośrodka<sup>15)</sup> oraz formowania się elektromagnetycznej fali uderzeniowej<sup>5)</sup>. Pierwsze zjawisko jest dobrze znane z zagadnień klasycznej elektrodynamiki i polega na poszerzaniu rozmiarów poprzecznych każdego ograniczonego przestrzennie sygnału podczas propagacji przez dowolny ośrodek. Za proces formowania się fali uderzeniowej odpowiedzialny jest człon proporcjonalny do  $\alpha$  w równaniu (8). Zjawisko to polega na skracaniu czoła fali aż do uformowania się profilu prostokątnego, podczas gdy tylna część impulsu ulega stopniowemu wydłużeniu. Oba te zjawiska powodują, że impuls typu sech traci swój kształt w czasie propagacji przez światłowód nieliniowy.

Kolejnym zjawiskiem, z którym mamy do czynienia dzięki zależności przenikalności dielektrycznej od modułu kwadratu natężenia pola elektrycznego jest zjawisko samomodulacji fazy SPM<sup>4)</sup> (*Self-Phase*

Modulation). Zmiana fazy solitonu na skutek zmiany drogi optycznej związanej z natężeniem pola  $E$  na odcinku  $z$  wynosi:

$$\varphi = (2\pi/\lambda) \varepsilon_2 |E|^2 z, \quad (10)$$

gdzie  $\lambda$  - długość fali, natomiast częstotliwość jest dana przez:

$$\omega = \omega_0 - \partial\varphi/\partial t. \quad (11)$$

Mozemy więc mówić o zmianie (modulacji) częstotliwości solitonu zależnej od natężenia pola elektrycznego  $|E|^2$ :

$$\Delta\omega = \omega - \omega_0. \quad (12)$$

Zauważmy, że dla impulsu typu  $A_0 \operatorname{sech}(\tau/\tau_0)$ , gdzie  $\tau_0$  jest czasem trwania sygnału, modulacja częstości  $\Delta\omega$  wynosi  $(A_0/\tau_0) \operatorname{tgh}(\tau/\tau_0) \operatorname{sech}(\tau/\tau_0)$ . Tak więc  $\Delta\omega$  jest dodatnia dla czoła sygnału, a ujemna dla jego ogona.

Z teorii światłowodów wiadomo<sup>16)</sup>, że prędkość grupowa paczki falowej poruszającej się w materiale, z którego jest on zrobiony (np. szkło, włókno silikonowe), zależy od długości fali nośnej danej paczki. Zależność ta nosi nazwę dyspersji materiałowej  $M$ , i jej wartość wyznacza pochodna prędkości grupowej po częstotliwości  $M = \partial v_g / \partial \omega$ . Rozwaga się trzy zakresy dyspersji w zależności od znaku  $M$ : dyspersji normalnej ( $M > 0$ ), anormalnej ( $M < 0$ ) i bezdyspersyjny ( $M = 0$ ). Otóż, jak wynika z powyższej dyskusji, dzięki zjawisku SPM jedynie w przypadku dyspersji anormalnej, tzn. gdy prędkość grupowa jest malejąca funkcją częstotliwości, możliwa jest kompensacja efektów dyfrakcji i formowania fali uderzeniowej.

Warto zaznaczyć, że teoretycznie możliwa jest propagacja solitonu w przypadku dyspersji normalnej. Rozwiązania te stanowią drugą klasę rozwiązań NSE (w stosunku do rozwiązania (9) dla  $M < 0$ ) znaleziona metoda ISM<sup>17)</sup>. Mają one postać "kinka" (ang. słowo kink oznacza skręt lub supeł):

$$A(\rho, \zeta) = I_0(\rho) \operatorname{tgh} \rho \zeta [\operatorname{sech}^2 \rho \zeta + \operatorname{sech}^4 \rho \zeta + \dots], \quad (13)$$



gdzie:

$I_0(\rho)$  - funkcja Bessla zerowego rzędu,

$\rho = (\tau_0 v_g)^{-1}$ ,  $\tau_0$  - połowa okresu trwania impulsu.

Jednakże, jak pokazuje szacunki<sup>14)</sup>, praktycznie nie jest możliwa generacja takiego solitonu ze względu na zbyt małą moc obecnie dostępnych laserów i ograniczenia materiałowe dostępnych materiałów światłowodowych.

Na zakończenie omówimy eksperyment potwierdzający istnienie optycznych solitonów. W 1980 r. Mollenauer<sup>8)</sup> i współpracownicy wprowadzali we włókno silikonowe o długości 800m impuls świetlny o czasie trwania 7ps i długości fali  $\lambda = 1,55\mu\text{m}$ . Moc impulsu zmieniała się w zakresie 0.3-22.5W, co odpowiadało generacji kolejno od jednego do czterech solitonów propagujących się w światłowodzie. Za pomocą techniki autokorelacji w procesie generacji drugiej harmonicznej w kryształ KDP stwierdzili zgodność kształtów impulsu wchodzącego i wychodzącego ( sygnał wchodzący był postaci  $\text{sech}[t/\tau_0]$ ). Eksperyment ten spowodował gwałtowny rozwój badań nad propagacją i oddziaływaniem solitonów w nieliniowych światłowodach.

### 3. Przegląd układów mających zastosowanie w sensorach i przełącznikach optycznych.

Urządzenia optyczne, typu sensorów i przełączników optycznych, wykorzystujące zjawisko propagacji solitonu, pozwalają otrzymać szybkość przetwarzania ograniczoną jedynie przez czas odpowiedzi ośrodka nieliniowego na zmianę pola w obrębie sygnału. Podstawowym materiałem, używanym w konstrukcji takiego urządzenia jest szkło silikonowe (poz. [3-13] w [18]).

Sensory i przełączniki optyczne, których zasada działania opiera się na oddziaływaniu prowadzonych modów można podzielić na dwie zasadnicze kategorie<sup>2)</sup>:

- urządzenia bazujące na elektrooptycznym efekcie Kerra, gdzie w zasadzie nie występuje bezpośrednio oddziaływanie między modami,
- urządzenia wykorzystujące silne nieliniowe oddziaływanie między modem

kontrolowanym a kontrolującym przez wymianę energii lub przez zjawisko interferencji spowodowane różnicą faz indukowaną przez ośrodek nieliniowy (zjawisko SPM).

Przegląd układów i zjawisk należących do pierwszej grupy można znaleźć w pracy [19]. W dalszym ciągu analizować będziemy drugą grupę urządzeń optycznych. Cechą wspólną tych układów jest sprzężenie dwóch blisko leżących w strukturze przestrzennej nieliniowych światłowodów, prowadzących oddziaływujące ze sobą mody.

### 3.1 Optyczny sprzęgacz światłowodowy COF (Coupled Optical Fibres)

Urządzenie tego typu jest obecnie najczęściej analizowane w literaturze<sup>14), 20-29)</sup>. COF składa się z dwóch nieliniowych światłowodów, o przenikalnościach dielektrycznych  $\epsilon_n = \epsilon_{0n} + \epsilon_{2n} |E|^2$ ,  $n = 1, 2$ . Dynamika tej struktury jest opisywana przez układ równań<sup>20)</sup>:

$$i\partial q_n / \partial \xi + (1/2) \partial^2 q_n / \partial \tau^2 + |q_n|^2 q_n = \kappa q_m \quad m, n = 1, 2, \quad (14)$$

gdzie:

$\xi$ ,  $\tau$  - znormalizowany dystans i czas propagacji określone podobnie jak dla równania (8),

$\kappa$  - współczynnik oddziaływania między światłowodami, który można obliczyć zakładając przybliżenie gaussowskiego rozkładu współczynnika załamania  $n$ .

W obu światłowodach propagują się solitony postaci:

$$q_n = 2q_{0n} \operatorname{sech}[q_{0n}(\tau - \xi_n)] \exp[2i\mu_n(\tau - \xi_n) + i\delta_n], \quad (15)$$

gdzie:

$q_{0n}$ ,  $\mu_n$ ,  $\delta_n$ ,  $\xi_n$  - bezwymiarowa amplituda, prędkość, faza, i położenie środka  $n$  - tego solitonu.

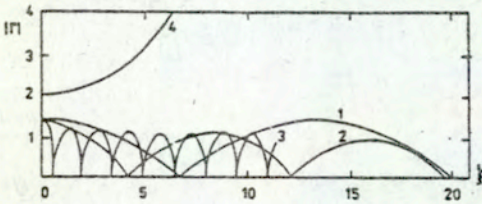
Rozwiązania te zostały znalezione przy pomocy teorii zaburzeń bazującej na metodzie ISM. W celu analizy rozwiązań przeprowadzono eksperyment numeryczny<sup>21)</sup>, którego wyniki przedstawiono na Rys. 1 i 2. Wprowadzono



następujące zmienne:

$\psi = \xi_1 - \xi_2$  - różnica faz między solitonami,

$r = \xi_1 - \xi_2$  - odległość między środkami solitonów mierzona wzdłuż kierunku propagacji.

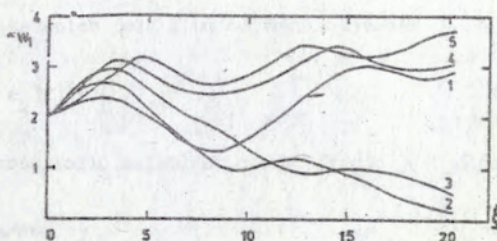


RYŚ.1. Zależność odległości  $r$  między centrami solitonów od różnicy faz  $\psi$ ; wg. [21].

Na Rys.1 przedstawiono wpływ różnicy faz w przypadku słabego i silnego oddziaływania na odległość  $r$  między centrami solitonów. Krzywe (1-3) odpowiadają różnicy faz  $\psi = \pi$  i wartościom  $\kappa$  odpowiednio 0.05, 0.1, i 1.0. Widzimy, że w układzie tworzy się periodyczne sprzężenie pomiędzy solitonami o okresie zależnym od wielkości  $\kappa$ . Krzywa (4) odpowiada sytuacji, gdy w układzie impulsy są zgodne w fazie:  $\psi = 0$ . Widać, że pojawia się siła odpychająca między solitonami, która powoduje ich przestrzenną separację. Efekt ten nie zależy od wartości współczynnika oddziaływania  $\kappa$ . W obu przypadkach nie pojawia się wymiana energii pomiędzy światłowodami. Wymiana taka pojawia się dla wartości pośrednich fazy  $0 < \psi < \pi$ . Na Rys.2 przedstawiono przekaz energii między solitonami w zależności od różnicy faz  $\psi$ . Wprowadzono bezwymiarową gęstość energii pierwszego solitonu:  $w_1 = \int |q_1|^2 dt$ , przy czym  $w_1 + w_2 = \text{const}$ . Przedstawione krzywe zostały obliczone w przypadku słabego oddziaływania  $\kappa = 0.1$ .

Krzywym (1-5) odpowiadają następujące różnice faz  $\psi$ :  $\pi/6$ ,  $\pi/3$ ,  $\pi/2$ ,  $2\pi/3$ ,  $5\pi/6$ . Widzimy, że w zakresie  $\pi/2 < \psi < \pi$  tworzy się sprzężenie między falowodami wyrażające się w cyklicznej wymianie energii między nimi.

Analizę opisanego powyżej układu można modyfikować, wprowadzając nasycenie absorbcyjne ośrodka nieliniowego<sup>22-24</sup>, różne zakresy dyspersji<sup>25</sup>, czy też różną konfigurację światłowodów, w których prowadzone



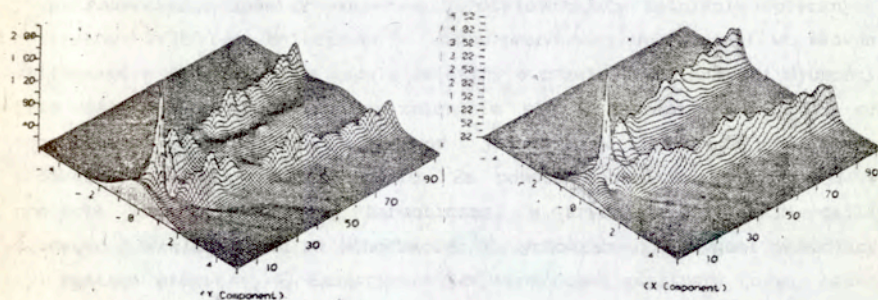
RYS.2 Przekaz energii pomiędzy światłowodami gdy  $0 < \psi < \pi$ ; wg. [21].

są oddziaływujące solitony<sup>28)</sup>. Rozważa się także układy, w których oddziałują za sobą solitony o różnych polaryzacjach<sup>27-29)</sup> i propagujące się w sąsiadujących falowodach. Np. polaryzację liniową można wprowadzić do równania (14) wiążąc ze sobą amplitudy  $q_n$  przez kąt polaryzacji  $\alpha$ :  $q_1 = q_0 \cos \alpha$ ,  $q_2 = q_0 \sin \alpha$ . W efekcie dochodzi dodatkowy parametr wpływający na przebieg opisanych powyżej efektów.

Pewną modyfikacją optycznego sprzęgacza światłowodowego jest nieliniowy falowód, w którym oddziałują ze sobą dwa różne mody. Oddziaływanie to może być spowodowane fluktuacjami wartości stałej dielektrycznej (gdy  $\epsilon(E, x) = \epsilon(E) + \delta\epsilon(x)$ , gdzie  $\delta\epsilon(x)$  jest procesem stochastycznym) lub niejednorodnością średnicy światłowodu (w przypadku światłowodów cylindrycznych)<sup>6), 14), 27-30)</sup>. Istnieje szereg substancji z grupy polimerów organicznych<sup>30)</sup>, które oprócz dużej nieliniowości charakteryzują się różną wartością przenikalności dielektrycznych dla składowych ortogonalnych spolaryzowanej fali. Mamy wówczas do czynienia ze zjawiskiem dwójłomności optycznej IB (*Intrinsic Birefringence*)<sup>6)</sup>. Przedstawimy efekt zjawiska IB w przypadku, gdy w światłowodzie propagują się dwa mody, o różnych prędkościach<sup>27-30)</sup>. Równania opisujące dynamikę układu mają postać podobną do (15), z tym że dochodzą dodatkowe człony sprzęgające solitony typu:  $\gamma |q|^2 |q$ , gdzie  $\gamma$  są stałymi sprzężenia. Na Rys.3 przedstawiono propagację dwóch solitonów: szybkiego (Y) i wolnego (X), propagujących się w nieliniowym światłowodzie wykazującym dyspersję anormalną i optyczną



dwójłomność. Wpływ optycznej dwójłomności powoduje jednoczesny rozpad solitonów wolnego i szybkiego na składowe o ortogonalnych polaryzacjach i propagujących się w różnych kierunkach. Jak wynika z analizy numerycznej, zarówno przed, jak i po rozpadzie obserwujemy oddziaływanie między solitonami o różnych polaryzacjach i prędkościach propagacji.



RYS.3. Wpływ dyspersji i optycznej dwójłomności na rozkład energii między solitonem szybkim (Y) i wolnym (X); wg. [29].

### 3.2 Sprzęgacz solitonowy SC (Soliton Coupler)

Pojęcie solitonu we współczesnej optyce nieliniowej wiąże się zarówno z ograniczonymi czasowo solitonami o kształcie obwiedni typu secht jak i ze stacjonarnymi, ograniczonymi przestrzennie samozogniskowanymi wiązkami świetlnymi SFC (Self-Focused Channel). Zjawisko to analizowali w swojej fundamentalnej pracy Zacharow i Szabat<sup>1)</sup>. W uproszczeniu, proces formowania się SFC jest następujący<sup>15)</sup>. Rozważmy ograniczoną przestrzennie, w przybliżeniu płaską falę elektromagnetyczną o niejednorodnym rozkładzie energii względem osi wiązki (zakładamy, że gęstość energii jest największa w centrum wiązki). Przybliżenie to może opisywać wiązkę gaussowską w przybliżeniu paraksjalnym. Ponieważ prędkość rozchodzenia się fali w ośrodku optycznie gęstszym jest mniejsza, to środek wiązki propagował się będzie wolniej niż jej obwiednia. W efekcie początkowo płaski front falowy

ulegnie zakrzywieniu i wiązka obrazować będzie falę zbiegająca się. Spowoduje to dalsze gromadzenie się energii wiązki na jej osi, co znowu daje w wyniku wzrost zakrzywienia frontu (zmniejszenie promienia krzywizny). Proces ten będzie następował do chwili ustalenia równowagi między samoogniskowaniem, a wymuszonym rozpraszaniem Ramana i Mandelsztama-Brillouina<sup>7)</sup>.

Pomiędzy solitonami przestrzennymi a czasowymi istnieje zasadnicza różnica. Aby ją wyświetlić przedstawimy proces formowania się czasowego solitonu. W 1984 roku Mollenauer i Stolen<sup>2-3)</sup> skonstruowali solitonowy laser. Układ składał się z lasera barwnikowego sprzężonego z dodatkowym rezonatorem wewnątrz którego znajdował się nieliniowy światłowod o anormalnej dyspersji. Laser emitował ograniczony w czasie impuls o długości fali  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$  który wprowadzony został do drugiego rezonatora. Opisany w poprzednim rozdziale wpływ dyspersji powodował kompresję czasową impulsu, który po wielokrotnym przebyciu światłowodu przyjmował kształt solitonu. Zauważmy, że warunkiem propagacji modu w falowodzie jest spełnienie warunku rezonansu (7) w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku propagacji. Równanie to ma sens dla natężeń dużo mniejszych od progu samoogniskowania. Gdy przekroczony zostaje próg samoogniskowania, wpływ dyspersji znikomo mały staje się pomijalny. Istotna zostaje jedynie harmoniczna zależność obwiedni przestrzennej od czasu (pomijamy wpływ założenia o wolnozmienną w czasie amplitudzie (6a)).

Soliton przestrzenny (SFC) spełnia stacjonarne nieliniowe równanie Schrödingera (8), z tym że czasowa ewolucja jest dana przez człon postaci  $e^{i\omega t}$ , natomiast rolę parametru  $\tau$  spełnia poprzeczna współrzędna  $x$ . SFC ma więc postać podobną do wiązki gaussowskiej (także sferycznie symetryczny), z tym że w przekroju poprzecznym rozkład energii jest dany przez funkcję  $\text{sech}^2 x$ .

Opisany poniżej sprzęgacz solitonowy SC bazuje na zjawisku opisanym przez Stegeman i współpracowników<sup>31)</sup>. Stosując numeryczną symulację zauważyli oni, że liniowy falowod planarny, którego jedno z pokryć (dla ustalenia uwagi założymy że dolne) jest nieliniowym ośrodkiem typu Kerra, emituje po pobudzeniu wiązka laserowa do pokrycia nieliniowego soliton przestrzenny SFC. Interesującą własnością emisji jest to, że ma ona miejsce



dla natężeń wiązki pobudzającej przekraczających pewną wartość progową  $P_k$ . Poniżej tej wartości układ zachowuje się jak klasyczny falowód liniowy.

Sprzęgacz solitonowy SC realizuje przekaz energii między dwoma sprzęzonymi falowodami za pomocą emisji przestrzennego solitonu SFC. Składa się on z dwóch światłowodów (z których kontrolowanym jest liniowy, a kontrolującym nieliniowy) przestrzennie rozdzielonych ośrodkiem nieliniowym jak na Rys.4.

Poniżej wartości progowej natężenia impulsu  $P < P_k$  mod prowadzony jest przez światłowód liniowy, natomiast gdy  $P > P_k$  emitowany jest SFC który wychwytywany jest przez światłowód nieliniowy, w którym może się on propagować. Jak wynika z analizy układu<sup>32)</sup>, proces pułapkowania SFC jest czuły na wartość współczynnika załamania najniższego ośrodka ( $x > D + d$ ).

Równania opisujące dynamikę układu są następujące:

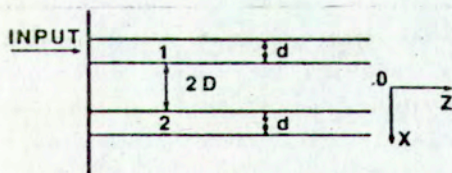
$$[\partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial z^2 + 2in_0\partial/\partial z + (n^2(x, |E(x,z)|^2) - n_0^2)] E(x,z) = 0, \quad (16)$$

gdzie:

$n_0$  - współczynnik załamania najniższego ośrodka,

$n(x, |E(x,z)|^2)$  - współczynnik załamania o wartości zależnej od położenia

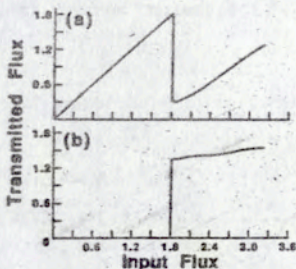
i natężenia pola elektrycznego (dla ośrodka Kerra) - Rys.4.



RYS.4. Geometria sprzęgacza solitonowego. Nieliniowy jest falowód (2) i ośrodek pomiędzy falowodami; wg. [32].

Równania te rozwiązano numerycznie metodą propagacji frontu falowego BPM (Beam Propagation Method). Na Rys.5 przedstawiono wykres strumienia mocy pola prowadzonego przez światłowód liniowy (a) i nieliniowy (b) w funkcji

nateżenia wprowadzanego do układu.



RYS. 5. Zależność natężenia wyjściowego (transmitted flux) w kanale liniowym (a) i nieliniowym (b) w funkcji natężenia wejściowego (input flux); wg. [32].

Charakterystyczną cechą rozważanego układu jest pojawienie się nagłego spadku mocy sygnału prowadzonego przez światłowód liniowy odpowiadający emisji SFC. Jednocześnie pojawia się skok mocy sygnału prowadzonego w światłowodzie nieliniowym będący wynikiem pułapkowania emitowanego solitonu. Interesujący jest fakt, że niezależnie od dalszego wzrostu mocy sygnału w światłowodzie liniowym, w kanale nieliniowym natężenie jest w zasadzie stałe. Autorzy przewidują, że możliwa jest emisja kolejnych solitonów przestrzennych przy dalszym wzroście natężenia w kanale liniowym.

W przeciwieństwie do Optycznych Sprzęgaczy Światłowodowych OCF Sprzęgacz Solitonowy SC nie jest urządzeniem koherentnym, którego zasada działania opiera się na oddziaływaniu pól zanikających. W związku z tym nie jest on czuły na asymetrie układu, niejednorodności powierzchni czy fluktuacje stałej dielektrycznej.

### 3.3 Solitonowe Układy Logiczne SLE (Soliton Logic Elements)

Urządzenia optyczne z grup COF i SC bazowały przede wszystkim na wymianie energii między oddziaływującymi solitonami czasowymi lub przestrzennymi. Ale ze względu na swoje własności, tj. stały kształt podczas propagacji (zblizony do prostokąta) oraz niesioną informację fazową



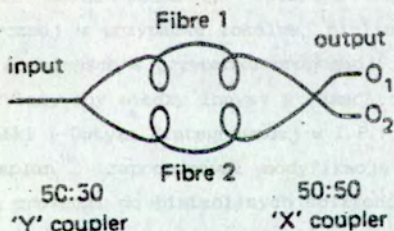
(koherencje fazowa) solitony czasowe mogą spełniać rolę naturalnych bitów w procesie ultraszybkiego przetwarzania informacji. Koherencja fazowa solitonu jest zachowana nawet, gdy nie ma on na skutek oddziaływań dokładnego kształtu typu secht. Własność tą wykorzystują opisane poniżej urządzenia, które służą przede wszystkim do fonicznego przetwarzania ultrakrótkich (pikosekundowych i subpikosekundowych) impulsów.

Solitonowe układy logiczne konstruowane są w dwóch zasadniczych konfiguracjach<sup>11-13</sup>:

- nieliniowa konfiguracja Macha-Zehndera NMZC (*Nonlinear Mach-Zehnder Configuration*),
- konfiguracja nieliniowego zwierciadła sprzęgającego NLM (*Nonlinear Loop Mirror*).

Urządzenia w obu konfiguracjach skonstruowane są z włókien silikonowych o nieliniowym współczynniku załamania  $n_2$ . U podstaw ich działania leży zjawisko samomodulacji fazy SPM.

Nieliniowa konfiguracja Macha-Zehndera została przedstawiona na Rys.6.



RYS.6. Nieliniowa konfiguracja Macha-Zehndera; wg. [11].

Układ składa się z dwóch nieliniowych światłowodów  $F_1$  i  $F_2$  o długościach  $l_1$  i  $l_2$  oraz z dwóch sprzęgaczy sygnałów w stosunku 50:50 X i Y. Różnica faz indukowana na skutek różnych długości falowodów oraz związane z tym natężenie mierzone na wyjściu  $O_1$  wynoszą:

$$\Delta\varphi = (2\pi/\lambda) n_2 |E_1|^2 (l_1 - l_2). \quad (17)$$

$$|E_{01}|^2 = (1/2) |E_I|^2 [1 + \cos(\Delta\varphi + \varphi_0)]. \quad (18)$$

gdzie:

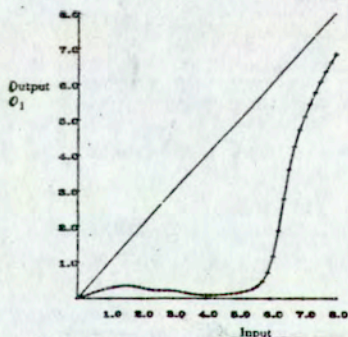
$E_I$  - wejściowe natężenie pola elektrycznego,

$E_{01}$  - natężenie pola elektrycznego mierzone na wyjściu  $O_1$ ,

$\varphi_0$  - początkowa faza związana z liniową częścią współczynnika załamania.

Na Rys.7 przedstawiono wykres zależności natężenia na wyjściu  $O_1$  w funkcji natężenia wejściowego dla impulsu postaci sechr.

Analizując wykres widzimy, że istnieje zakres, w którym NMZC działa jak optyczny tranzystor dla wyjścia  $O_1$ , tzn. niewielkie zmiany natężenia wejściowego powodują duże zmiany natężenia wyjściowego. Oznacza to możliwość wprowadzenia dwóch stanów układu: wyłączanego *off* i włączonego *on*. W stanie *off* cała energia transmitowana jest przez wyjście  $O_2$ , natomiast w stanie *on* przez wyjście  $O_1$ . Jedynym parametrem, od którego zależy stan układu, jest natężenie wejściowe  $|E_I|^2$ .

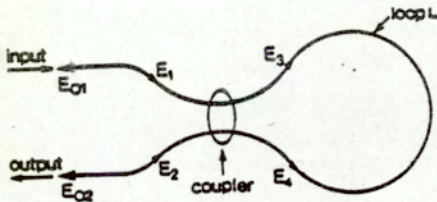


RYS.7. Zależność natężenia transmitowanego przez układ w kanale  $O_w$  funkcji natężenia wejściowego (input); wg. [12].

Konfiguracje nieliniowego zwierciadła sprzęgającego NLM przedstawiono na Rys.8.

Urządzenie składa się z wejścia (input) i wyjścia (output), sprzęgacza (coupler) z natężeniowym współczynnikiem sprzęgania  $\alpha$  oraz pętli sprzęgającej i pole wejściowe z polem wyjściowym. Zasada działania układu jest następująca: impuls wejściowy o natężeniu pola elektrycznego  $E_I$





RYS.8. Konfiguracja nieliniowego zwierciadła sprzęgającego; wg.[11].

indukuje dzięki sprzężeniu  $\alpha$  impulsy o polach  $E_3$  i  $E_4$ , które po okrazeniu petli indukują impulsy o polach  $E_1$  i  $E_2$ . W przypadku gdy  $\alpha \neq 1/2$  pola  $E_3$  i  $E_4$  mają różne natężenia, co na skutek zjawiska SPM powoduje, że po powrocie impulsów do sprzęgacza solitony mają różne fazy i są przesunięte względem siebie w czasie. W efekcie następuje interferencja, przy czym różnica faz zależy od natężenia wejściowego  $|E_1|^2$  oraz od wartości współczynnika sprzężenia  $\alpha$ . Równania wiążące pola wejściowe i wyjściowe pokazane na Rys.8 mają postać:

$$E_3 = \alpha^{1/2} E_1 + i(1 - \alpha)^{1/2} E_2, \quad (19a)$$

$$E_4 = i(1 - \alpha)^{1/2} E_1 + \alpha^{1/2} E_2. \quad (19b)$$

Po przebyciu petli  $l$  pola  $E_3$  i  $E_4$  są dane przez:

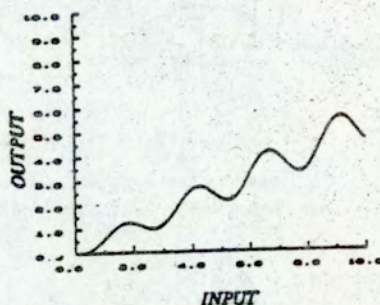
$$E_3 = \alpha^{1/2} E_1 \exp[i\alpha |E_1|^2 2\pi n_2 l / \lambda], \quad (20a)$$

$$E_4 = i(1 - \alpha)^{1/2} E_1 \exp[i(1 - \alpha) |E_1|^2 2\pi n_2 l / \lambda]. \quad (20b)$$

W celu otrzymania natężenia na wyjściu output odwracamy układ równań (19), i otrzymujemy:

$$|E_{02}|^2 = |E_1|^2 \{1 - 2\alpha(1 - \alpha)[1 + \cos((1 - 2\alpha)|E_1|^2 2\pi n_2 L/\lambda)]\}. \quad (21)$$

Dla impulsu typu sech wykres zależności (21) został przedstawiony na Rys. 9.



RYS. 9. Zależność natężenia wyjściowego (Output) od natężenia wejściowego (input) dla impulsu wejściowego typu sech; wg. [11].

Analiza tego układu pozwala wyciągnąć wnioski analogiczne jak dla konfiguracji NMZC.

W podsumowaniu należy stwierdzić, że po pierwsze, solitony czasowe można z dobrym przybliżeniem traktować jako sygnały prostokątne, tzn. takie, których czas trwania jest znacznie dłuższy od czasu wzrostu i spadku natężenia pola. W związku z tym, opisane układy mogą z powodzeniem służyć do przetwarzania sygnałów w których zakodowana została konkretna informacja. Parametry układu zapewniają dużą szybkość przetwarzania (rzędu pikosekund) oraz dużą niezawodność (ze względu na bardzo stabilny kształt solitonu). Po drugie, SLE w podstawie swojego działania wykorzystują całkowicie "wewnętrzne" zjawisko SPM, którego efekt zależy od jednego tylko parametru: natężenia wejściowego. Powoduje to niezwykle łatwe ustalenie zachowań układu w zależności od konkretnej sytuacji, w której jest on stosowany.

#### 3.4 Bistabilne Solitony BS (Bistable Solitons).

Jedną z podstawowych trudności powstających przy zastosowaniach



optycznej bistabilności jest konieczność operowania na stacjonarnych polach elektromagnetycznych. W efekcie układ realizujący bistabilność może nie zareagować na zbyt krótkie femtosekundowe impulsy. Z tego też powodu powstał niezmiernie ważny problem poszukiwania bistabilności w układach, w których propagują się tak naturalne nośniki informacji jakimi są solitony.

Dotychczasowe wyniki badań numerycznych i eksperymentalnych<sup>31,33)</sup> nie dają jednoznacznej odpowiedzi na pytanie, czy możliwa jest realizacja zjawiska bistabilności optycznej w przypadku padania wiązki laserowej na granicę ośrodków liniowy - nieliniowy. Na przestrzeni ostatniego dziesięciolecia ukazał się szereg prac (poz. [3-10] w [33]) z których tylko część potwierdzała istnienie bistabilności w rozwiązanej strukturze granicznej. Stwierdzono np. (poz. [5-6] w [10]), że jedna z gałęzi histerezy jest metastabilna. Niemniej jednak, ostatnie wyniki prac przeprowadzone w Instytucie Podstawowych Problemów Techniki P.A.N. pokazują<sup>34)</sup>, że w ośrodku o nielokalnej nieliniowości przenikalności dielektrycznej (np. w przypadku elektrooptycznego efektu Kerra) występuje bistabilność we wszystkich parametrach geometrycznych odbijanej wiązki laserowej. Jednakże wciąż pozostaje otwartym zagadnienie występowania bistabilności optycznej w przypadku lokalnej nieliniowości ośrodka, która również powinna mieć miejsce w przypadku propagacji solitonów. Ten problem jest aktualnie rozwiązywany między innymi w ramach prac prowadzonych przez Laboratorium Fotoniki i Optyki Zintegrowanej w I.P.P.T. P.A.N..

W 1985 roku Kaplan<sup>35)</sup> zaproponował modyfikację nieliniowego równania Schrodingera która prowadzi do bistabilnych solitonów BS. Pod tym pojęciem w dalszym ciągu będziemy rozumieć stabilne rozwiązania uogólnionego równania Schrodingera, dla których jednej wartości całkowitej energii (tj. gęstości energii wycałkowanej po przestrzeni lub czasie w zależności od tego czy rozważamy solitony przestrzenne czy czasowe) odpowiadają różne prędkości propagacji oraz różne kształty (przy czym solitony te nie mają na ogół kształtu: obwiedni typu sech<sup>2</sup>).

Rozważmy dwuwymiarowe uogólnione nieliniowe równanie Schrodingera GNSE (*Generalised Nonlinear Schrodinger Equation*):

$$2i \partial E / \partial z + \partial^2 E / \partial x^2 + E f(|E|^2) = 0, \quad (22)$$

gdzie  $f(|E|^2)$  jest dowolną funkcją natężenia pola  $|E|$  spełniającą  $f(0)=0$ .  
 Gdy  $f(|E|^2) = \alpha|E|^2$  to równanie (22) redukuje się do NSE. W przypadku  
 dwuwymiarowego samoogniskowania SFC  $x$  jest znormalizowaną współrzędną  
 poprzeczną do kierunku propagacji, zaś  $z$  jest znormalizowaną osią  
 propagacji wiązki. Natomiast w przypadku jednowymiarowych solitonów  
 czasowych równanie (22) transformuje się do<sup>35)</sup>:

$$2i \partial E / \partial z_1 + (dv/d\omega)v^{-2} \delta^2 E / \partial \xi^2 + kE f_1(|E|^2) = 0, \quad (22a)$$

gdzie:

$$\begin{aligned} - \xi &= t - z/v, \quad v = d\omega/dk - \text{predkość grupowa propagacji,} \\ - z_1 &= (z/k^2)(dv/d\omega), \quad f_1 = f k(dv/d\omega). \end{aligned}$$

Szukamy stacjonarnych rozwiązań równania (22), które mają nieznikający  
 profil natężenia wzdłuż osi propagacji, tzn.  $\partial |E|^2 / \partial z = 0$ . Oznacza to, że  
 można zapisać je w postaci:  $E(x, z) = u(x) \exp[i\delta z/2 + i\varphi]$  gdzie  $\varphi = \text{const}$ ,  
 a  $\delta$  jest nie znaną, rzeczywistą stałą propagacji solitonu. Równanie na  
 rzeczywistą amplitudę  $u(x)$  ma postać:

$$\delta^2 u / \partial x^2 + u [f(u^2) - \delta] = 0 \quad (23)$$

gdzie  $u$  musi spełniać warunek  $u = 0$  gdy  $|x| = \infty$ .

Mozna zatem wprowadzić całkowitą energię solitonu (total power):

$$P(\delta) = \int_{-\infty}^{+\infty} |u(x, \delta)|^2 dx \quad (24)$$

Analizując równanie (23) można znaleźć niejawną postać  $P(\delta)$  jako:

$$P(\delta) = \int_0^{I(\delta)} [\delta - F(I)]^{-1/2} dI, \quad (25)$$

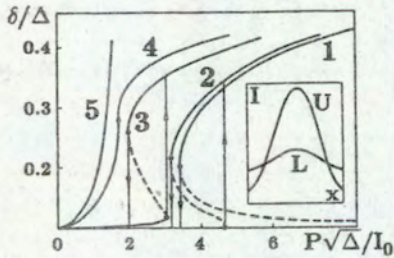
gdzie:

$$F(I) = I^{-1} \int_0^I f(u) du, \quad F(0) = 0, \quad I = u^2 = |E|^2,$$



$I_m(\delta)$  - maksimum natężenia solitonu, jest zdefiniowane jako najmniejszy dodatni pierwiastek równania  $F(I) = \delta$ .

Jak wynika z określenia BS, multistabilność pojedynczego solitonu jest realizowana wtedy, gdy funkcja  $\delta(P)$  staje się wielowartościowa. Istnieje szereg funkcji  $f(I)$  spełniających ten warunek. Kaplan stwierdził, że bistabilne solitony można generować w układach, dla których  $f(I)$  zmienia znak lub jest funkcją skokową. Na Rys.10 przedstawiono zależność  $\delta(P)$  dla pięciu różnych funkcji  $f(I)$ .



RYS.10. Unormowana stała propagacji  $\delta$  vs unormowana energia  $P$  dla funkcji  $f(I)$  opisanych w tekście. W okienku po prawej stronie widoczny profil natężenia  $I(x)$  solitonów na gałęzi górnej  $U$  i dolnej  $L$  odpowiadających tej samej wartości energii całkowitej  $P$ ; wg. [35].

Po prawej stronie Rys.10 przedstawiono profil poprzeczny solitonu z górnej  $U$  (upper) i z dolnej  $L$  (lower) gałęzi. Linia przerywana zaznacza rozwiązania niestabilne równania (23).

Krzywa (1) odpowiada niefizycznemu przypadkowi funkcji skokowej  $f(I) = 0$  gdy  $I < I_0$ ,  $f(I) = \Delta$  dla  $I > I_0$ .

Krzywa (2) otrzymano dla funkcji wielomianowej  $f(I) = a_2 I^2 + a_3 I^3 - a_4 I^4$  gdy  $a_2, a_3, a_4 > 0$ . W tym przypadku obserwujemy pętle histerezy między obydwoma gałęziami.

Krzywa (3) odpowiada funkcji  $f(I) = a_1 I + a_3 I^3 - a_5 I^5$  gdy  $a_1, a_3, a_5 > 0$ ,  $a_1 a_5 < (a_2)^2 S_{kr}$ , gdzie  $S_{kr}$  jest pewną krytyczną wartością wynikająca obliczeń. W tym wypadku także otrzymujemy pętle histerezy o szerokości zależnej od wartości współczynników i  $S_{kr}$ .

Krzywa (4) otrzymujemy dla  $f(I)$  postaci takiej jak dla krzywej (3), z tym że  $a_1 a_5 = (a_2)^2 S_{kl}$ . Widać że istnieją nadal dwa stany  $U$  i  $L$ , z tym że układ nie wykazuje zjawiska histerezy.

Krzywa (5) opisuje znany z poprzednich paragrafów nieliniowy ośrodek Kerra  $f(I) = \alpha I$ . Charakterystyczny w tym wypadku jest fakt, że istnieje tylko jeden stan stabilny, tzn. że  $f(I)$  jest jednowartościowa.

Wszystkie analizowane powyżej przypadki (z wyjątkiem (5)) realizowane były dla niefizycznych postaci funkcji  $f$ . Okazuje się jednak, że w przypadku ośrodka o nieliniowości wykazującej nasycenie na skutek dwufotonowej absorpcji rezonansowej można uzyskać krzywą zbliżoną do (2). W ośrodku tym funkcja  $f$  ma postać:

$$\begin{aligned} f(I) &= \alpha I && \text{dla } I < I_0, \\ &= \Delta [1 - (1 - \mu) I_0^2 / I^2], \quad 0 < \mu < 1 && \text{dla } I > I_0. \end{aligned} \quad (26)$$

Należy jednak podkreślić, że eksperymentalne potwierdzenie istnienia bistabilnych solitonów w ośrodku o postaci nieliniowości typu (26) nie jest dotąd znane w literaturze.

W szeregu prac<sup>38-40)</sup>, które ukazały się po pracy Kaplana, analizowano stabilność i możliwość przełączania między gałęziami  $U$  i  $L$  solitonów bistabilnych. Badając stabilność w procesie rozpraszania solitonów określono warunki jakie musi spełniać funkcja  $f$  aby rozwiązania zachowywały swój kształt niezależnie od wpływu zaburzeń zewnętrznych (np. zderzeń z innymi solitonami). Otóż warunkami koniecznymi i wystarczającymi są:

- $dP/d\delta > 0$ , gdzie  $P(\delta)$  jest określone przez (24),
- $f(I)/I_0^2$  jest funkcją stałą w asymptocie  $I = \infty$ ,
- $f(I)$  jest niemalejąca i nieujemna funkcją dla  $I > 0$ .

Rozwiązania zaznaczone na Rys.10 liniami przerywanymi nie spełniały tych warunków.

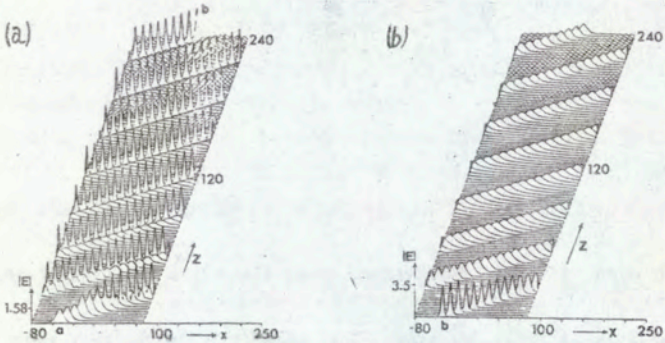
Aby zbadać możliwość przejść pomiędzy gałęziami  $U$  i  $L$  zmodyfikowano GNSE do postaci:

$$2i \partial E / \partial z_1 + (dv/d\omega) v^{-2} \partial^2 E / \partial \xi^2 + kE f_1(|E|^2) = iE(x, z)g(z), \quad (27)$$



gdzie funkcja  $g(z)$  stojąca po prawej stronie opisuje periodyczne zaburzenie pola solitonu:  $g(z) = B \sin[\pi(z - z_1)/(z_2 - z_1)]$ ,  $z_1, z_2$  - stałe.

Równanie (27) rozwiązano numerycznie metodą propagacji frontu falowego w modelu z funkcją  $f$  postaci (26). Wyniki analizy przedstawiono na Rys. 11.



RYS. 11. Demonstracja przełączania pomiędzy gałęziami  $U$  i  $L$  w przypadku zaburzenia periodycznego: (a) z gałęzi dolnej na górną, (b) z gałęzi górnej na dolną; wg. [37].

Jak wynika z Rys. 11. przy wpływie na rozwiązanie równania (22) zaburzenia periodycznego postaci  $\sin(z)$  możliwe jest przełączanie pomiędzy gałęziami  $U$  i  $L$  w obu kierunkach. Fakt ten może mieć doniosłe znaczenie w rozwoju bistabilności optycznej we włóknach światłowodowych w najbliższych latach.

W podsumowaniu do niniejszego paragrafu należy stwierdzić, że bistabilność solitonowa jest bistabilnością wewnętrzną; wymaga ona w swojej konfiguracji przestrzennej jedynie jednorodnego ośrodka nieliniowego o nieliniowości opisanej przez funkcję  $f$ . Istnienie zjawiska nie wymaga żadnej z typowych dla niego konfiguracji<sup>41)</sup>: rezonatora Fabry-Perot, wnek optycznych, warstw nieliniowych ani nieliniowych fal formowanych przez te warstwy, oddziaływania czterech fal itd. Bistabilność solitonowa pozwala także na zniesienie tradycyjnych ograniczeń nakładanych na optyczną bistabilność, a związanych z reakcją na ultrakrótkie impulsy świetlne. Zjawisko to może mieć duże znaczenie w zastosowaniach optyki nieliniowej: komunikacji na włóknach optycznych, przetwarzaniu i kodowaniu sygnałów, konstrukcji czujników optycznych.

Praca została zrealizowana w ramach CPBP 02.13/7.11.

#### 4. Spis literatury

- [1] W. Zacharow, A. Szabat "Exact theory of two-dimensional self-focusing and one-dimensional self-modulation of waves in nonlinear media" *X.E.T.Ø.* 61, 26 (1971).
- [2] L. Mollenauer, R. Stolen "Soliton laser" *Opt. Lett.* 9, 13 (1984).
- [3] P. Belangar "Soliton laser 1: A simplified model" *J. Opt. Soc. Am.* B5, 793 (1988).
- [4] R. Stolen, C. Lin "Self-phase modulation in silica optical fibers" *Phys. Rev.* A17, 1448 (1978).
- [5] D. Anderson, M. Lisak "Nonlinear asymmetric self-phase modulation and self-steeping of pulses in long optical waveguides" *Phys. Rev.* A27, 1393 (1983).
- [6] R. Stolen, J. Botineau, A. Ashkin "Intensity discriminations of optical pulses with birefringent fibers" *Opt. Lett.* 7, 512 (1982).
- [7] F. Kaczmarek *Wstęp Do Fizyki Laserów* (P.W.N., Warszawa, 1986).
- [8] L. Mollenauer, R. Stolen, J. Gordon "Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers" *Phys. Rev.Lett.* 45, 1095 (1980).
- [9] H. Gibbs *Optical Bistability: Controlling Light with Light* (Academic Press, Orlando 1985)
- [10] D. Burak, W. Nasalski *Optyczny Czujnik Odbiciowy - Zasady Działania i Własności* Raporty IPPT 19 (1989)(w druku).
- [11] N. Doran, K. Blow, D. Wood "Soliton logic elements for all-optical processing" *SPIE* 836, 238 (1987).
- [12] N. Doran, D. Wood "Soliton processing for all-optical switching and logic" *J. Opt. Soc. Am.* B4, 1843 (1987).
- [13] N. Doran, D. Wood "Nonlinear loop mirror" *Opt. Lett.* 13, 56 (1988).
- [14] F. Abdullaev, S. Darmannyan, P. Khabibullaev *Optical Solitons* (Fan, Tashkent, USSR, 1987).



- [15] J. Petykiewicz *Optyka Falowa* (P.W.N., Warszawa, 1986).
- [16] A. Majewski *Światłowodowy - Teoria i Projektowanie* (Wyd. Politechniki Warszawskiej, Warszawa, 1988).
- [17] D. Christodopoulos, R. Joseph "Dark solitary waves in optical fibers" *Opt. Lett.* **9**, 408 (1984).
- [18] S. Trillo, S. Wabnitz "Coupling instability and power-induced switching with two-core dual polarizations fiber nonlinear couplers" *J. Opt. Soc. Am.* **B5**, 483 (1988).
- [19] W. Samborski *Bistabilność Optyczna i Jej Zastosowania* (Praca Dyplomowa, Politechnika Warszawska, Warszawa 1986).
- [20] L. Andrushko, K. Karpyluk, S. Ostrovsky "On the propagation of soliton in coupled optical fiber" *Radiotekhnika i Elektronika* **2**, 427 (1987).
- [21] F. Abdullaev, R. Abarow, S. Darmanyan "Dynamics of soliton in coupled optical fiber" *Opt. Lett.* **14**, 131 (1989).
- [22] N. Finlayson, W. Banayai, E. Wright, C. Seaton, G. Stegeman, T. Cullen, N. Ironside "Picosecond switching induced by saturable absorption in a nonlinear directional coupler" *Appl. Phys. Lett.* **53**, 1144 (1988).
- [23] L. Thylen, E. Wright, G. Stegeman "Numerical analysis of nonlinear coherent couplers exhibiting saturable index changes" *J. Opt. Soc. Am.* **B5**, 467 (1988).
- [24] E. Caglioti, S. Trillo, S. Wabnitz, G. Stegeman "Limitations to all-optical switching using nonlinear couplers in the presence of linear and nonlinear absorption and saturation" *J. Opt. Soc. Am.* **B5**, 472 (1988).
- [25] S. Trillo, S. Wabnitz, E. Wright, G. Stegeman "Soliton switching in fiber nonlinear directional coupler" *Opt. Lett.* **13**, 672 (1988).
- [26] B. Crosignani, A. Yariv "Nonlinear interactions of copropagating and counterpropagating waves in straight and highly twisted single-mode fibers" *J. Opt. Soc. Am.* **B5**, S07 (1988).
- [27] C. Menyuk "Stability of solitons in birefringent optical fibers 2. Arbitrary amplitudes" *J. Opt. Soc. Am.* **B5**, 392 (1988).
- [28] A. Broadman, G. Cooper "Power dependent polarization of optical pulses" *J. Opt. Soc. Am.* **B5**, 403 (1988).

- [29] K. Blow, N. Doran, D. Wood "Polarization instabilities for soliton in birefringent fibers" *Opt. Lett.* **12**, 202 (1987).
- [30] M. Goodwin, C. Edge, C. Trundle, I. Benion "Intensity dependent birefringence in nonlinear organic polymer waveguides" *J. Opt. Soc. Am. B5*, 419 (1988).
- [31] E. Wright, G. Stegeman, C. Seaton, J. Moloney, A. Boardman "Multisoliton emission from a nonlinear waveguide" *Phys. Rev.* **A34**, 4442 (1986).
- [32] D. Heatley, E. Wright, G. Stegeman "Soliton coupler" *Appl. Phys. Lett.* **53**, 172 (1988).
- [33] S. Nicola, A. Kaplan, S. Martellucci, G. Pierattini, J. Quartieri "Stable hysteretic reflection of light at a nonlinear interface" *Appl. Phys.* **B49**, 441 (1989).
- [34] W. Nasalski "Nonspecular reflection by an electrooptically driven nonlinear interface" Proceedings of the 1989 URSI International Symposium on Electromagnetic Theory (The Royal Institute of Technology, Stockholm 1989).
- [35] A. Kaplan "Bistable solitons" *Phys. Rev. Lett.* **55**, 1291 (1985).
- [36] R. Enns, S. Rangnekar, A. Kaplan "Bistable solitons and optical switching" *Phys. Rev.* **A35**, 466 (1987).
- [37] R. Enns, S. Rangnekar "Robust" bistable solitons in the highly nonlinear Schrodinger equation" *IEEE J-QE* **23**, 1199 (1987).
- [38] R. Enns, S. Rangnekar, A. Kaplan "Bistable soliton pulse propagation" *Phys. Rev.* **A36**, 1270 (1987).
- [39] R. Enns "Bistable solitons and Painleve test" *Phys. Rev.* **A36**, 5441 (1987).
- [40] L. Mulder, R. Enns "Optical switching between damped bistable soliton states using periodic amplifiers" *IEEE J-QE* **24**, 1567 (1988).
- [41] H. Gibbs, P. Mandel, N. Peyghambarian, S. Smith (wydawcy) *Optical Bistability 3* (Springer - Verlag, Berlin 1986).



## Application of Bistability Phenomena in Optical Sensing and Switching

### Abstract

This paper contains a description of basic optical elements which action is based on coupling between optical solitons. There are three groups of such devices: coupled optical fibers, soliton couplers and soliton logic elements. Applications of these elements in the construction of optical sensors and switches is proposed. The interaction between optical solitons, which propagate in nonlinear medium, allows the existence of two states of considered optical devices: *off* and *on*. Moreover, there exist some range of optical parameters of a device, in which the large differential gain is possible to obtain. This is a very useful property for optical sensing. However, the bistable behavior of considered devices, in the sense of rigorous definition of the optical bistability, has not been found. In the last section of this paper we present the soliton bistability phenomena, which, unfortunately, have no experimental confirmation.