SPIS TREŚCI

J. Janiszewski, K. Rutyna — Analiza eksperymentalna ruchu promieniowego pierścieni rozciąganych elektromagnetycznie 7

M. Szala — Spaleniowa synteza wielościennych nanorurek węglowych 27

T. Dziubak — Analiza właściwości filtracyjnych filtrów powietrza silników samochodów sportowych 37

I. Nowotyńska — Zastosowanie matryc o różnej geometrii w wyciskaniu kompozytów warstwowych 55

A. Kozakiewicz — Analiza porównawcza osiągów turbinowych silników odrzutowych samolotów bojowych obecnie użytkowanych w RP 65

V. Gliha, L. Śnieżek, J. Zimmerman — Analiza numeryczna odkształcenia i naprężenia w strefie złącza spawanego rurociągu przemysłowego 85

T. Praczyk — Organizacja procesu ewolucyjnego w kodowaniu asemblerowym (ang.) 103

T. Praczyk — Zastosowanie algorytmów genetycznych do optymalizacji rozmieszczenia oznakowania nawigacyjnego (ang.) 123

M. Skorupa, A. Korbel, T. Machniewicz — Analiza wtórnego zginania w mimośrodowych połączeniach nitowych 137

H. Madura, T. Piątkowski, M. Kastek, M. Kołodziejczyk — Metoda radiacyjnego pomiaru temperatury z kompensacją wpływu promieniowania słonecznego 157

J. Ewertowski, M. Drzymała, W. Dąbrowski, J. Chytła — Analiza porównawcza wybranych zapalników programowalnych małokalibrowej amunicji granatnikowej 175

T. Majewski, J. Michałowski, J. Piętaszewski — Analiza możliwości zastosowania renianu (VII) niklu (II) w procesach wytwarzania metali ciężkich zawierających ren 189

S. Jackowski, R. Urban — Wpływ adaptacyjnego doboru wielkości przeplotu i parametrów kodu na jakość transmisji w kanale UKF 201

A. Steckiewicz, W. A. Trzciński — Badanie charakterystyk fal podmuchowych generowanych przez improwizowane ładunki wybuchowe 217

K. Gąsior, W. A. Trzciński — Badanie charakterystyk fal podmuchowych generowanych przez ładunki warstwowe 231

S. Grys, W. A. Trzciński — Termodynamiczne modelowanie procesów spalania i detonacji idealnych układów heterogenicznych. Cz. 1. Podstawy teoretyczne i przegląd modeli 251

S. Grys, W. A. Trzciński — Termodynamiczne modelowanie procesów spalania i detonacji idealnych układów heterogenicznych. Cz. 2. Aplikacja numeryczna 275

E. Włodarczyk, J. Janiszewski, W. Koperski, M. Magier — Określenie dynamicznej granicy plastyczności materiału penetratora wykonanego ze spieku na osnowie wolframowej metodą Taylora 297

E. Włodarczyk, M. Zielenkiewicz — Wpływ ruchu powierzchni przyłożenia warunków brzegowych na dynamikę kulistej osłony balistycznej obciążonej wewnętrznie ciśnieniem produktów detonacji mieszaniny wybuchowej 313

M. Kuffová — Określenie trwałości zmęczeniowej spawalnej stali STN 41 1373 programem ADINA (ang.) 337

A. Dębski, T. Żółciak, Z. Łataś, A. Ciski, S. Kowalski — Zastosowanie niekonwencjonalnych stali i technologii obróbki powierzchni dla podwyższenia trwałości luf broni strzeleckiej kalibru 5,56 mm 345

J. Kubicki, M. Kwaśny, W. Napadłek — Modyfikacja powierzchni metalowych wysokonapięciową iskrą elektryczną 355

J. Terpiłowski, A. J. Panas, T. Majewski — Badania dyfuzyjności cieplnej materiału fazy wiążącej spieku 90W-7Ni-3Fe 363

W. Wojas, J. Wojas — Fizyczne parametry powierzchni ciał stałych i ich zależność od warunków zewnętrznych. Część I: Podstawy teoretyczne niektórych pojęć (wielkości) powierzchniowych 377

W. Wojas, J. Wojas — Fizyczne parametry powierzchni ciał stałych i ich zależność od warunków zewnętrznych. Część II: Główne metody pomiarów fizycznych parametrów powierzchniowych 391

R. Ćwirko, J. Ćwirko — System do pomiarów charakterystyk widmowych detektorów promieniowania optycznego w szerokim zakresie temperatury 407

Biuletyn WAT
Vol. LVIII, Nr 2, 2009

Analiza eksperymentalna ruchu promieniowego pierścieni rozciąganych elektromagnetycznie

JACEK JANISZEWSKI, KRZYSZTOF RUTYNA[1]

Wojskowa Akademia Techniczna, Wydział Mechatroniki, [1]Instytut Optoelektroniki,
00-908 Warszawa, ul. S. Kaliskiego 2

Streszczenie. W pracy przedstawiono wyniki badań doświadczalnych dotyczących rozciągania promieniowego pierścieni metalowych za pomocą impulsowego pola elektromagnetycznego. Badaniom poddano pierścienie wykonane z miedzi Cu-ETP oraz duraluminium AW-2017A. Rozciąganie próbek przeprowadzono z wykorzystaniem stanowiska eksperymentalnego zaprezentowanego w pracy [1]. Do rejestracji kształtu pierścienia w poszczególnych fazach jego ruchu zastosowano system kamer cyfrowych, które zapewniały otrzymanie obrazów o rozdzielczości 1360 × 1024 pikseli. Stwierdzono, że dla zastosowanych parametrów napędzania elektromagnetycznego, pierścienie miedziane rozciągają się z maksymalną prędkością wynoszącą około 170 m/s, podczas gdy pierścienie z duraluminium osiągają prędkość około 160 m/s. Ponadto potwierdzono, że pierścień jest rozciągany osiowosymetrycznie, jednakże w późniejszej fazie napędzania ruch ścianek pierścienia jest zaburzony przez niestabilność pola magnetycznego wywołanego uskokiem linii nawojowej pomiędzy uzwojeniami cewki.
Słowa kluczowe: elektromagnetyczna metoda pierścieniowa, elektromagnetyczne rozpęczanie pierścieni
Symbole UKD: 669.018.2

1. Wprowadzenie

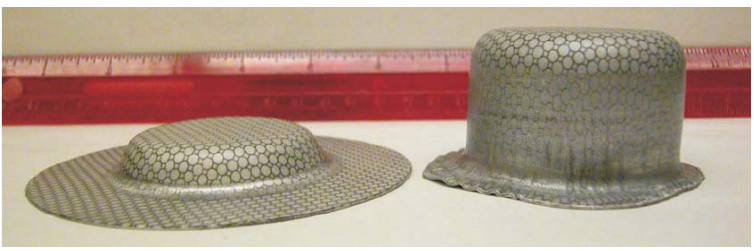
Odkształcanie metali za pomocą impulsowego silnego pola elektromagnetycznego wzbudza coraz większe zainteresowanie zarówno wśród naukowców zajmujących się badaniem metali w warunkach dynamicznej deformacji, jak i wśród technologów opracowujących metody wytwarzania części maszyn z blach metalowych.

Pionierem w zastosowaniu pola elektromagnetycznego do rozciągania pierścieni był Niordson [2]. Zastosował on układ elektryczny, który zapewniał uzyskanie impulsowego pola elektromagnetycznego w wyniku rozładowania baterii kondensatorów

przez solenoid, na którym znajdował się osadzony osiowosymetrycznie pierścień metalowy. W przypadku sztywno zamocowanej cewki, powstałe w ten sposób siły elektromagnetyczne powodowały radialną ekspansję pierścienia z prędkościami przewyższającymi 300 m/s. Elektromagnetyczne napędzanie początkowo zastosowano do badań właściwości mechanicznych metali w warunkach dynamicznego odkształcenia. Rejestrując ruch napędzonego pierścienia przemieszczającego się pod wpływem działania jedynie sił inercji, można wyznaczyć obwodowe naprężenia hamujące ruch pierścienia, a ponadto odkształcenia plastyczne oraz szybkość odkształcenia. Obok napędzania wybuchowego, napędzanie elektromagnetyczne jest obecnie najbardziej rozpowszechnione w badaniach właściwości dynamicznych materiałów [3, 4]. Jak donoszą szczególnie ostatnie publikacje naukowe, metoda ta dodatkowo pozwala badać zjawiska pękania metali w warunkach dynamicznej deformacji i adiabatycznego nagrzewania [5].

Idea elektromagnetycznego napędzania elementów wykonanych z materiału o małej oporności została również wykorzystana w produkcji części maszyn. W literaturze anglojęzycznej technologię tę określa się terminem *electromagnetic forming*. Technologia ta polega na kształtowaniu części o skomplikowanych kształtach z blach metalowych [6]. Zazwyczaj stosuje się ją w przypadku elementów produkowanych tradycyjnymi metodami, których geometria wymaga stosowania wielokrotnego głębokiego tłoczenia połączonego z międzyoperacyjnym wyżarzaniem. W przypadku formowania elektromagnetycznego te skomplikowane elementy blaszane są kształtowane tylko w jednej operacji technologicznej. Ponadto ten sposób kształtowania stosuje się podczas wytwarzania części z metali o małej zdolności do odkształceń plastycznych (np. niektóre stopy aluminium lub stali wysokowytrzymałych). Przykład wysokiej zdolności kształtowania elektromagnetycznego blachy stalowej, w porównaniu z konwencjonalną metodą tłoczenia, ilustruje rysunek 1 [7].

W niniejszym artykule zaprezentowano wyniki badań eksperymentalnych, których głównym celem była ocena możliwości zbudowanego stanowiska doświadczalnego do elektromagnetycznego napędzania próbek pierścieniowych. Ocenę tę przeprowadzono



Rys. 1. Porównanie zdolności do kształtowania plastycznego blachy stalowej odkształcanej tradycyjną metodą tłoczenia (element z lewej) oraz techniką elektromagnetyczną (element z prawej) [7]

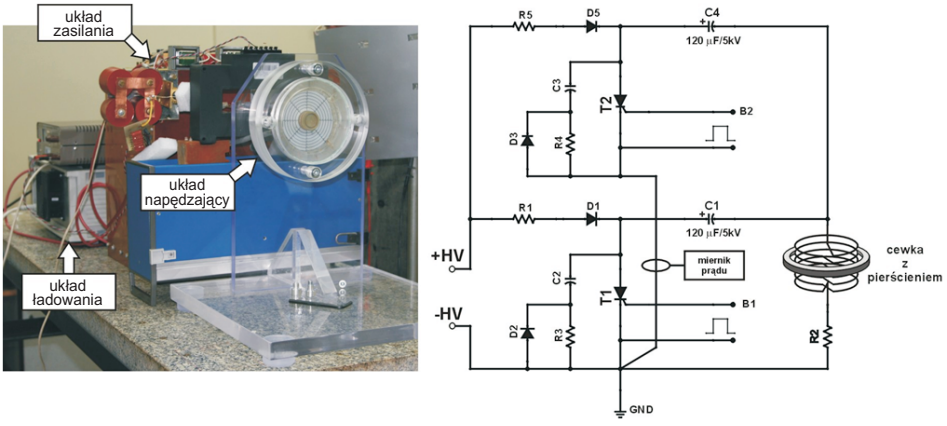
na podstawie badania ruchu ścianek pierścieni wykonanych z materiałów o małej oporności elektrycznej, tj. miedzi Cu-ETP oraz duraluminium AW-2017A. W pierwszej części pracy przedstawiono stanowisko eksperymentalne do rozciągania elektromagnetycznego oraz metodykę rejestracji ruchu pierścienia za pomocą systemu kamer cyfrowych. Z kolei w drugiej części zestawiono wyniki badań rejestracji optycznych oraz dokonano analizy ruchu pierścieni rozciąganych elektromagnetycznie.

2. Stanowisko eksperymentalne

Elektromagnetyczne rozciąganie pierścieni przeprowadzono za pomocą stanowiska laboratoryjnego, którego dokładny opis zaprezentowano w pracy [1]. Widok stanowiska oraz schemat elektryczny układu napędzającego próbki pierścieniowe przedstawiono na rysunku 2.

Zasadniczymi układami stanowiska są: układ napędzający, którego głównym elementem jest cewka, układ zasilania z dwoma sekcjami kondensatorów o pojemności 120 μF i z dwoma przełącznikami tyrystorowymi *T*1 i *T*2 oraz układ ładowania kondensatorów. Stanowisko wyposażono także w układ sterowania, który steruje załączaniem wysokoprądowych tyrystorów impulsowych oraz synchronizuje pracę układu zasilania z peryferyjnymi przyrządami pomiarowymi.

W niniejszych badaniach zastosowano cewkę 4-zwojową wykonaną z miedzianego drutu nawojowego o średnicy 1,3 mm. Przyjęta ilość zwojów cewki jest wynikiem doboru parametrów układu elektrycznego ze względu na konieczność otrzymania impulsu prądowego charakteryzującego się krótkim czasem trwania przy stosunkowo dużej amplitudzie. Badaniom poddano pierścienie z miedzi



Rys. 2. Fotografia układu eksperymentalnego — widok od strony cewki z pierścieniem (po lewej), część schematu elektrycznego układu napędzającego (po prawej)

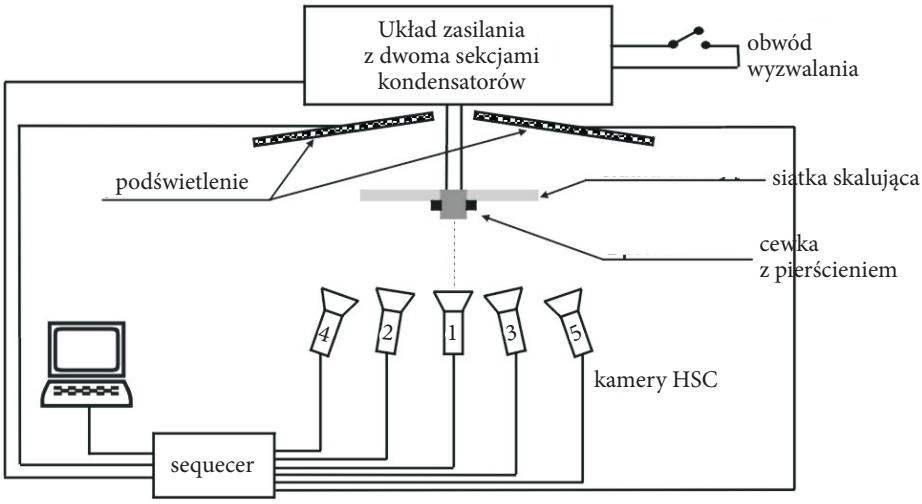
Cu-ETP oraz z duraluminium AW-2017A; średnia średnica tych pierścieni wynosiła 32 mm, a ich przekrój poprzeczny miał wymiary 1 × 1 mm.

Stanowisko do elektromagnetycznego rozciągania działa następująco: po włączeniu układu ładowania wysokie napięcie ładuje kondensatory gromadzące *C*1 i *C*4, odpowiednio przez rezystory *R*1, *R*5 i diody *D*1, *D*4, do napięcia ustalonego przez operatora. Obydwa obwody ładowania zamykają się do masy przez cewkę i rezystor *R*2. Podanie z układu sterowania impulsów wyzwalających na bramki *B*1 i *B*2 tyrystorów *T*1 i *T*2 powoduje rozładowanie baterii kondensatorów przez przewodzące tyrystory, cewkę i rezystor *R*2. W obwodzie zaczyna płynąć prąd, który, w zależności od napięcia ładowania, osiąga wartość od kilku do kilkudziesięciu kiloamperów. Ten zmienny w czasie prąd generuje zmienny strumień magnetyczny, indukujący w metalowym pierścieniu zmienny prąd o kierunku przeciwnym do kierunku prądu cewki. W ten sposób, w wyniku wzajemnego oddziaływania pól elektromagnetycznych, cewka i pierścień odpychają się wzajemnie, wywołując, w przypadku sztywnego zamocowania zwojów cewki, promieniowe przyspieszenie pierścienia z prędkościami radialnymi osiągającymi nawet kilkaset metrów na sekundę. Następnie, w pewnej chwili od momentu zadziałania przełączników tyrystorowych, kiedy prąd w obwodzie cewki zmienia znak na przeciwny, tyrystory przestają przewodzić prąd, w wyniku czego zanikają siły elektromagnetyczne napędzające pierścień. Dzięki tej właściwości tyrystorów, pomimo oscylacyjnego charakteru rozładowania układu elektrycznego, możliwy jest przepływ prądu tylko w pierwszym półokresie oscylacji. W ten sposób osiąga się impulsowy charakter napędzania, który sprawia, że pierścień po początkowej, krótkiej fazie przyspieszenia i oddaleniu się od cewki, porusza się dalej jedynie wskutek działania sił inercji.

Układ elektryczny stanowiska w przedstawionej konfiguracji pozwala rozładowywać kondensatory, których maksymalne napięcie naładowania nie przekracza 2,25 kV. W związku z tym maksymalna energia rozładowania jest równa około 0,61 kJ. W niniejszej pracy napędzanie pierścieni przeprowadzano przy dwóch napięciach ładowania kondensatorów 1,5 kV i 2 kV, co odpowiada wartościom energii rozładowania równym 0,27 kJ i 0,48 kJ.

3. Układ rejestracji ruchu pierścienia

Kształt pierścienia w kolejnych fazach jego napędzania oraz lotu inercyjnego fotografowano kamerami kadrowymi o krótkim czasie ekspozycji. Do badań zaadaptowano laboratoryjne stanowisko rejestracji szybkich procesów, składające się z pięciu autonomicznych kamer HSC-145BW [8]. Kamery te zostały połączone przez interfejs z komputerem oraz asynchronicznym układem sterującym kamerami — sequencerem. Pierścień podświetlano dwoma impulsowymi układami podświetlającymi oraz jednym źródłem światła ciągłego. Schemat funkcjonalny



Rys. 3. Schemat funkcjonalny stanowiska laboratoryjnego do wykonywania fotografii kadrowej procesu elektromagnetycznego napędzania pierścieni

stanowiska laboratoryjnego do wykonywania cieniowej fotografii kadrowej procesu napędzania pierścienia oraz jego lotu zilustrowano na rysunku 3.

Przedstawiony system rejestracji jest przeznaczony do fotografowania wybranej fazy w czasie trwania procesu napędzania pierścieni do pożądanych prędkości.

Z kolei na rysunku 4 przedstawiono widok zautomatyzowanego stanowiska do fotograficznej rejestracji procesu elektromagnetycznego rozciągania i fragmentacji pierścieni oraz zaprezentowano przykładową akwizycję obrazu wraz z oknem dialogowym parametrów procesu synchronizacji.

Rys. 4. Stanowisko laboratoryjne do fotograficznej rejestracji procesu rozciągania i fragmentacji pierścieni (widok od strony cewki z pierścieniem) oraz przykładowy widok ekranu dialogowego

Kamery pracowały w trybie asynchronicznym pod nadzorem specjalistycznego oprogramowania. Każda kamera w takim rozwiązaniu rejestrowała obraz napędzanego pierścienia w różnych, ustalonych przed testem czasach.

Kamery, z wyjątkiem kamery nr 1, zostały ustawione pod pewnym kątem w stosunku do osi cewki. Zadbano jednakże, aby osie optyczne obiektywów wszystkich kamer leżały w płaszczyźnie poziomej, przechodzącej przez oś cewki. Dzięki temu, pomimo kątowego ustawienia kamer, pomiar promienia rozszerzania się pierścienia w płaszczyźnie pionowej nie był obarczony błędem paralaksy.

Synchronizację eksperymentu (wyzwolenie migawki kamery w wybranym czasie procesu rozciągania pierścienia) zapewniał autonomiczny cyfrowy generator sequencer. Uruchamiał on proces akwizycji (rejestracji obrazu) po otrzymaniu impulsu od układu sterującego wysokoprądowymi tyrystorami. Sygnał ten — według zaplanowanego wcześniej algorytmu czasowego — wyzwalał układy podświetlające oraz migawki sensorów CCD (rys. 3).

Fotografowanie tak szybkiego procesu wymagało zsynchronizowania rejestrowanej fazy z momentem generacji impulsu oświetlającego, a jednocześnie — z wyzwoleniem (z dokładnością do 1 μs) migawek elektronicznych kamer CCD. Kamery te rejestrowały obrazy w odstępach czasu skorelowanych z prędkością rozciągania pierścienia — aż do jego fragmentacji. Czas pomiędzy kolejnymi naświetlaniami sensora był programowany i wynosił 3 lub 5 μs. Ponieważ przy tak krótkich czasach naświetlania sensora czułość kamery nie była wystarczająca (ciemny obraz), przemieszczający się pierścień oraz jego fragmenty były dodatkowo doświetlane z dwóch źródeł światła — ciągłego i impulsowego.

Rys. 5. Elementy stanowiska badawczego do fotografowania procesu napędzania i fragmentacji pierścienia (widok ogólny)

Akwizycję obrazu prowadzono wykorzystując metodę fotografii cieniowej. Metoda ta polega na rejestracji kształtu pierścienia (jego fragmentów) na tle rozświetlonego ekranu, na który naniesiono skalę w postaci okręgów o promieniach zwiększających się co 5 mm.

Stosownie do wybranej konfiguracji stanowiska fotografowania wykorzystano autonomiczny oświetlacz (halogen 2000 W) oraz dwa układy podświetlające o regulowanej energii błysku, zsynchronizowane z procesem fotografowania (rys. 3).

Na rysunku 5 przedstawiono fotografię pokazującą rozmieszczenie elementów systemu akwizycji danych obrazowych oraz konfigurację ustawienia kamer podczas rejestracji przebiegu procesu napędzania i fragmentacji pierścienia.

4. Analiza ruchu pierścieni napędzanych elektromagnetycznie

Rozciąganie pierścieni z Cu-ETP

Miedź jest metalem, który ma bardzo korzystne właściwości fizykomechaniczne z punktu widzenia efektywności napędzania elektromagnetycznego. Przede wszystkim metal ten wykazuje stosunkowo małą rezystywnością w porównaniu z innymi metalami konstrukcyjnymi (tab. 1). W związku z tym sprawność sprzężenia elektromagnetycznego pomiędzy cewką a pierścieniem jest bardzo wysoka, co stwarza możliwość napędzania pierścienia miedzianego do bardzo dużych prędkości.

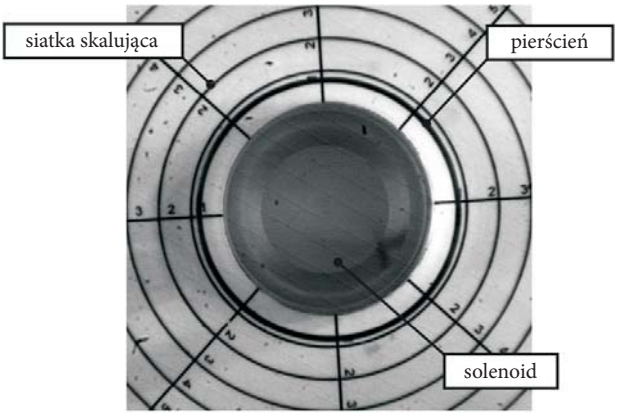
Tabela 1

Rezystywność wybranych materiałów konstrukcyjnych [6]

Metal	Rezystywność [μΩ·cm]
Stopy aluminium	3 ÷ 6
Miedź OFHC	1,7
Stale	15 ÷ 30
Czyste żelazo	9,8
Tytan	160
Magnez	9,2
Brąz	6 ÷ 10

Ponadto miedź charakteryzuje się bardzo dobrą plastycznością zarówno w warunkach statycznego, jak i dynamicznego odkształcania. Dzięki temu, przez długi czas można obserwować proces rozszerzania się pierścienia, zanim ulegnie on fragmentacji.

Przykładowy obraz chwilowego położenia pierścienia otrzymanego przy zastosowaniu opisanego wyżej systemu rejestracji przedstawia rysunek 6. Widoczne są na nim: cień pierścienia, obudowa cewki (solenoid) oraz okręgi siatki skalującej.



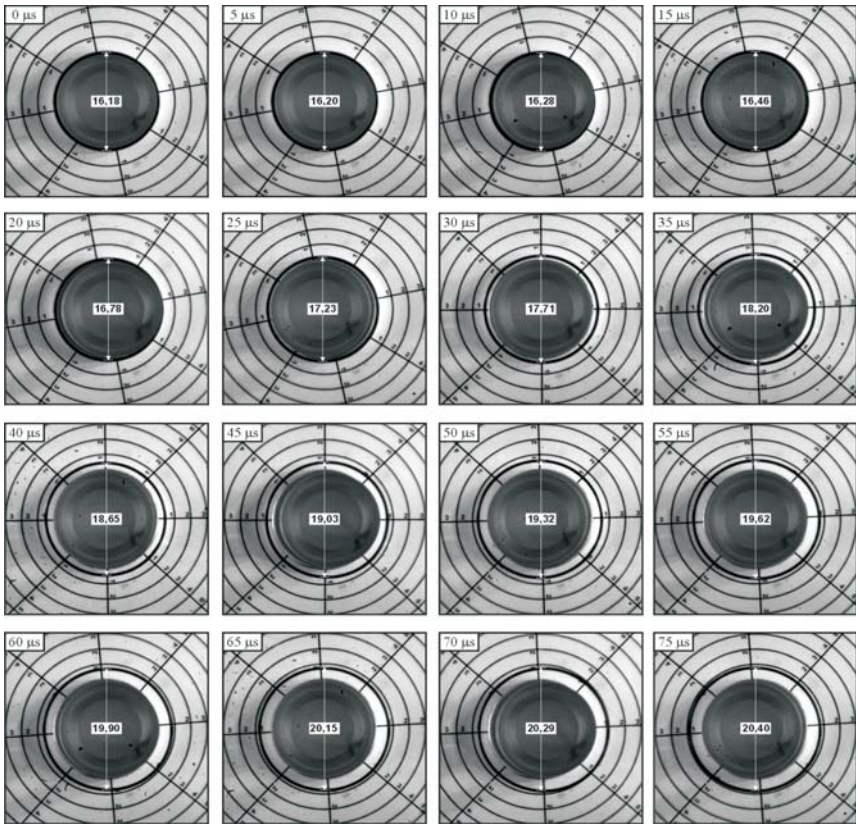
Rys. 6. Przykładowa fotografia pierścienia podczas procesu rozciągania — interpretacja elementów obrazu

Na rysunkach 7 i 8 zestawiono kolejne kadry ekspansji promieniowej pierścieni napędzanych odpowiednio energią 0,27 kJ i 0,48 kJ oraz wartości promienia dla poszczególnych czasów rejestracji. Na zamieszczonych tam fotografiach zestawiono serię szesnastu wyników z trzech eksperymentów dla trzech pierścieni miedzianych. Czasy rejestracji kolejnych kadrów zostały tak dobrane, aby uzyskać informację o możliwie całym ruchu pierścienia od jego startu aż do jego fragmentacji. Przyjęto, że kolejne rejestracje procesu napędzania, w przedziale czasowym od 0 do 75 μs, będą wykonywane z krokiem czasowym wynoszącym 5 μs.

Aby wyeliminować błędy wynikające z połączenia trzech serii kadrów wykonanych dla różnych pierścieni, szczególną uwagę zwrócono na podobieństwo wymiarowe i masowe wytypowanych próbek pierścieniowych. Do badań wytypowano pierścienie o przekrojach poprzecznych, których wymiary mieściły się w tolerancji wykonania wynoszącej ±0,01 mm, a różnica w masach pierścieni nie była większa niż 0,01 g.

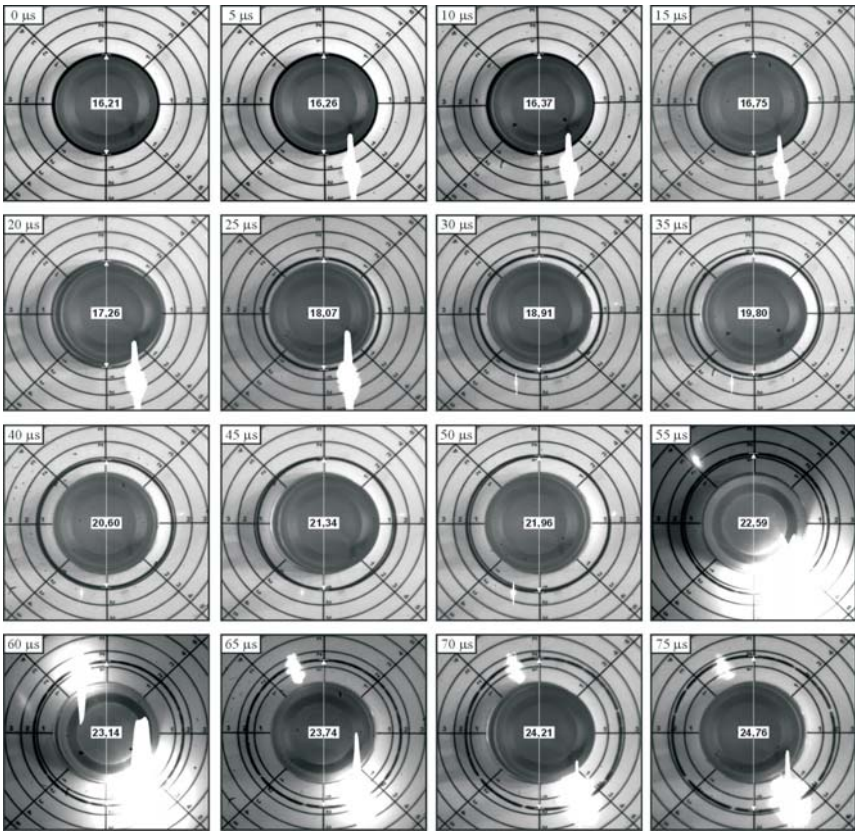
Analiza zdjęć zamieszczonych na rysunkach 7 i 8 pozwala stwierdzić, że ruch ścianek pierścieni jest symetryczny względem osi podłużnej cewki. Dostrzegalna na niektórych zdjęciach asymetria wynika z kątowego ustawienia kamer. Wszystkie obiektywy kamer, z wyjątkiem kamery 1 (zdjęcia 0 μs, 5 μs, 30 μs, 55 μs), obserwowały proces napędzania pierścienia pod pewnym małym kątem w stosunku do osi cewki. Osie optyczne obiektywów były tak ustawione, aby leżały w płaszczyźnie poziomej przechodzącej przez oś cewki. Stąd zauważalna jest mała asymetria i niewielkie

zniekształcenie pierścienia w płaszczyźnie poziomej. Zatem, aby wyeliminować błąd pomiaru wynikający z kątowego ustawienia kamer, pomiary średnicy pierścienia wykonywano jedynie w płaszczyźnie pionowej (rys. 7 i 8).



Rys. 7. Zobrazowanie chwilowych położeń pierścieni z miedzi Cu-ETP w trakcie rozciągania energią rozładowania 0,27 kJ

Dokładna analiza kształtu pierścienia podczas jego ruchu ujawniła także niesymetryczne przemieszczanie się krótkiego odcinka pierścienia słabo widocznego na rysunku 7 (zdjęcie 55 µs), a jednocześnie wyraźnie widocznego na rysunku 8 (zdjęcie 75 µs). Zaburzenie ruchu dotyczy tej części pierścienia, wokół której na fotografii roztacza się jasny obszar, powstały w wyniku prześwietlenia sensora optycznego kamery CCD przez występujący tu łuk elektryczny. Przyczyną nieregularności ruchu tej części pierścienia jest zaburzenie pola elektromagnetycznego będącego rezultatem małego uskoku drutu nawojowego cewki, pomiędzy kolejnymi uzwojeniami solenoidu. Efektem tego zaburzenia jest niepożądany, lokalny układ sił, który



Rys. 8. Zobrazowanie chwilowych położeń pierścieni z miedzi Cu-ETP w trakcie rozciągania energią rozładowania 0,48 kJ

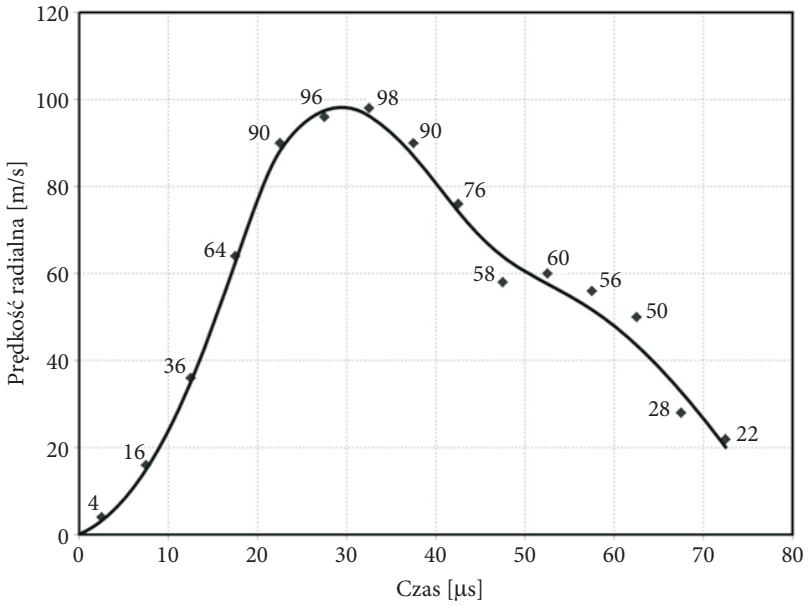
dodatkowo wywołuje zginanie pierścienia na pewnym jego odcinku. Konsekwencją tego zjawiska jest pękanie pierścienia w miejscu zginania. Widocznym objawem fragmentacji pierścienia jest powstanie w miejscu pęknięcia łuku elektrycznego, który miejscowo prześwietla zarejestrowaną fotografię.

O ile położenie prześwietleń można utożsamiać z miejscami pojawienia się pierwszych pęknięć pierścienia, o tyle moment pojawienia się prześwietleń w danym kadrze nie może być uznany za początek fragmentacji pierścienia. Wynika to ze specyfiki właściwości zastosowanych sensorów kamer optycznych oraz ze sposobu wyczytywania informacji z kolejnych pikseli. Po krótkim naświetleniu przetwornika CCD kamery (czas migawki 1µs) następowało długie wyczytywanie informacji (czas rzędu milisekund), podczas którego przez kraty matrycy sensora, w miejscu występowania dużej ilości światła (łuk elektryczny) dochodziło do dodatkowego, pasożytniczego doświetlenia pikseli. Dlatego np. na rysunku 8 (zdjęcia 5 µs, 10 µs, 15 µs, 20 µs i 25 µs) prześwietlenia są już widoczne, pomimo że kadry

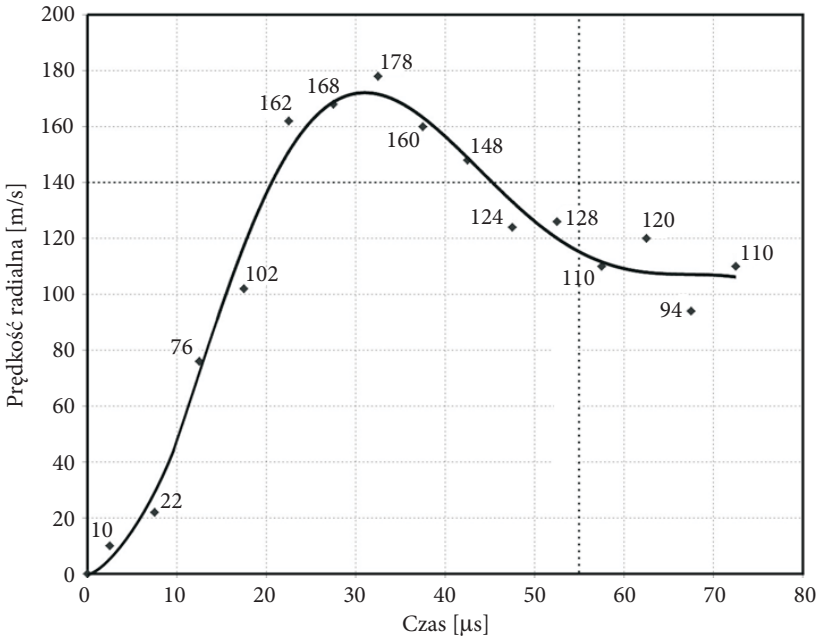
te zostały wykonane w początkowej fazie przyśpieszania pierścienia, w której nie dochodzi jeszcze do fragmentacji.

Przedstawione wyżej (rys. 7 i 8) zestawienia kadrów chwilowych położeń pierścieni miedzianych stanowią cenne źródło informacji, na których podstawie można oszacować prędkość radialną ścianek rozciąganego pierścienia. Na rysunku 9 i 10 przedstawiono wykresy zmiany prędkości radialnej w czasie fazy napędzania i fazy inercyjnego ruchu dla przyjętych energii rozładowania.

W przypadku rozciągania z mniejszą energią rozładowania, ścianki pierścienia przyspieszają gwałtownie i osiągają wartość przyspieszenia około $5{,}1 \times 10^6$ m/s^2 w przedziale czasowym 10÷20 μs. Po około 30 μs prędkość ścianek pierścienia osiąga maksymalną wartość wynoszącą około 100 m/s. Dalszy ruch pierścienia jest już inercyjny. Prędkość ścianek pierścienia prawie liniowo maleje, co jest konsekwencją istnienia w pierścieniu naprężeń obwodowych hamujących jego ruch. Opóźnienie w przedziale czasowym 35÷45 μs wynosi około $2{,}1 \times 10^6$ m/s^2. Widoczna nieliniowość zmian prędkości na odcinku ruchu inercyjnego wydaje się w tym przypadku nie mieć związku z zachodzącymi w pierścieniu zjawiskami fizycznymi. Jest ona wynikiem tego, że przy konstruowaniu wykresu *v-t* użyto danych z dwóch testów, dla których warunki napędzania różniły się między sobą — mimo zachowania wspomnianych wcześniej rygorów co do zbieżności parametrów przeprowadzenia eksperymentu.



Rys. 9. Zmiana prędkości radialnej w czasie dla pierścieni z Cu-ETP dla energii rozładowania 0,27 kJ



Rys. 10. Zmiana prędkości radialnej w czasie dla pierścieni z Cu-ETP dla energii rozładowania 0,48 kJ

W podobny sposób przebiega rozciąganie pierścienia przy wyższej energii rozładowania 0,48 kJ. Średnie przyspieszenie w fazie napędzania dla przedziału czasowego 10÷20 μs jest wyższe i wynosi około $8{,}8 \times 10^6$ m/s^2, a maksymalna prędkość, jaką osiągają ścianki pierścienia, jest bliska 180 m/s. Również wartość opóźnienia w fazie ruchu inercyjnego jest wyższa niż w przypadku napędzania z energią 0,27 kJ i wynosi ona około $2{,}8 \times 10^6$ m/s^2. Opóźnienie ruchu inercyjnego pierścienia jest — w pewnym przybliżeniu — jednostajne do około 55 μs. Po tym czasie prędkość ścianek pierścienia nie zmniejsza się już tak gwałtownie. Spowolnienie spadku prędkości pierścienia prawdopodobnie jest skutkiem pojawienia się na obwodzie pierścienia lokalnych przewężeń, a następnie pęknięć ścianek. Skutkiem tego jest zanik naprężenia obwodowego hamującego rozciąganie pierścienia. Dalszy ruch fragmentów pierścienia jest już tylko spowalniany przez siły oporu aerodynamicznego. Dla przedziału czasowego 55÷72,5 μs wydaje się, że obliczone wartości chwilowych prędkości (rys. 10) są obarczone dużym błędem. Może on wynikać z tego, że pomiar średnicy rozciągania pierścienia był dokonywany na dwóch przeciwległych fragmentach, których ruch mógł być zaburzony przez powstający łuk elektryczny i towarzyszącą temu falę uderzeniową [9]. Zjawisko to może wywoływać obrót fragmentu pierścienia („koziołkowanie") i wpływać niekorzystnie na dokładność pomiaru średniego promienia rozprzestrzeniania się wszystkich fragmentów pierścienia. Stąd prawdopodobnie tak duże, widoczne na rysunku 10, wahania w wartościach prędkości radialnej po fragmentacji.

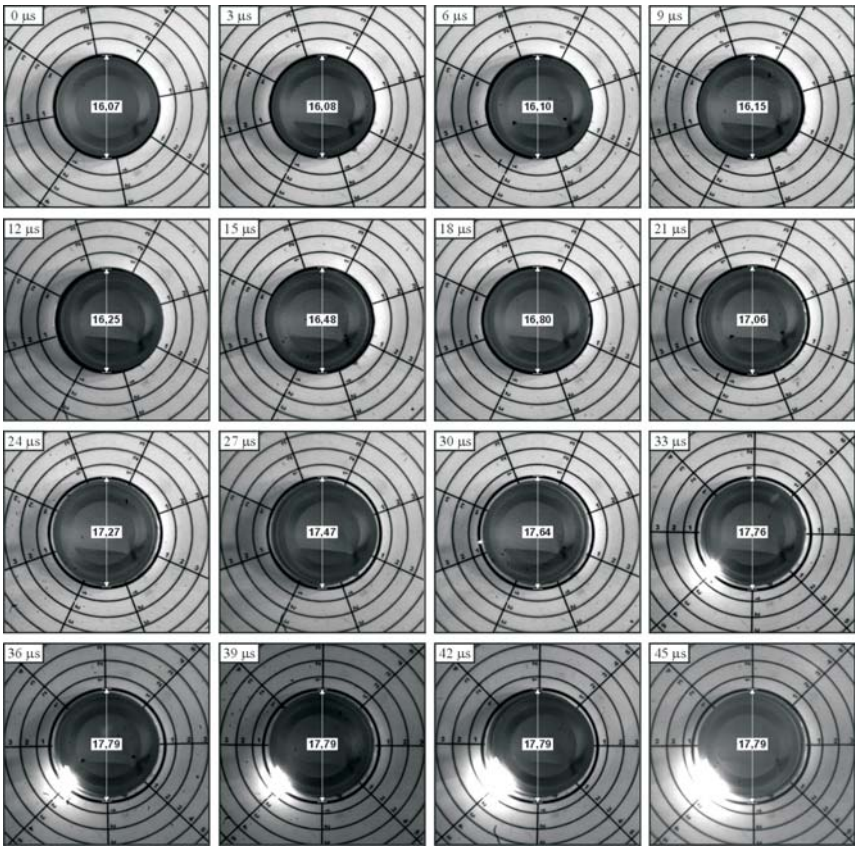
Zjawisko koziołkowania pierścienia zobrazowano na rysunku 11, na którym przedstawiono fotografię otrzymaną z wykorzystaniem pojedynczej kamery z zaawansowanym procesem sterowania. Sensor kamery podczas rejestracji został czterokrotnie naświetlony z czasem ekspozycji 3 μs i co 10 μs. W wyniku naświetlania wykonanego zgodnie z tym algorytmem, na jednej fotografii uzyskano zobrazowanie czterech faz lotu fragmentów pierścienia. Dzięki zastosowaniu takiej metody rejestracji otrzymano precyzyjne dane o symetrii procesu napędzania i fragmentacji.

Rys. 11. Zestawienie położeń elementów pierścienia w wybranych czasach ilustrujące koziołkowanie fragmentów

Rozciąganie pierścieni z duraluminium AW-2017A

Wyniki rejestracji rozciągania pierścieni ze stopu aluminium dla energii rozładowania 0,27 kJ i 0,48 kJ zostały przedstawione odpowiednio na rysunkach 12 i 13. Tak samo jak w przypadku pierścieni z miedzi, obraz całego procesu rozciągania duraluminium uzyskano w wyniku połączenia kadrów z trzech eksperymentów. Jednakże z uwagi na wcześniejszą fragmentację pierścieni z duraluminium, dla testów z energią rozładowania 0,48 kJ wykorzystano dane jedynie z dwóch rejestracji.

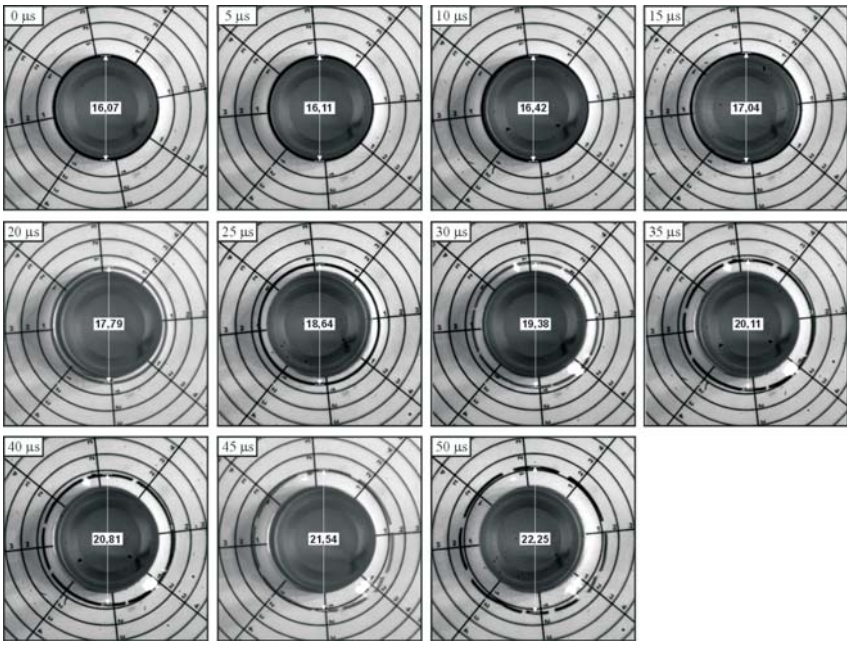
W omawianym obecnie przypadku proces rozciągania jest nieco odmienny od zaprezentowanego wcześniej napędzania pierścieni miedzianych. Ogólnie czas trwania procesu ekspansji duraluminium 2017A jest krótszy. W przypadku rozciągania energią 0,27 kJ, już w 36 μs napędzania nie stwierdzono przyrostu promienia, podczas gdy promień pierścienia miedzianego, rozciąganego w analogicznych warunkach, zwiększał się jeszcze w 75 μs procesu. Także początek fragmentacji nastąpił wcześniej; pierścień z duraluminium fragmentował już po około 30 μs, podczas gdy miedziany dopiero po około 55 μs.



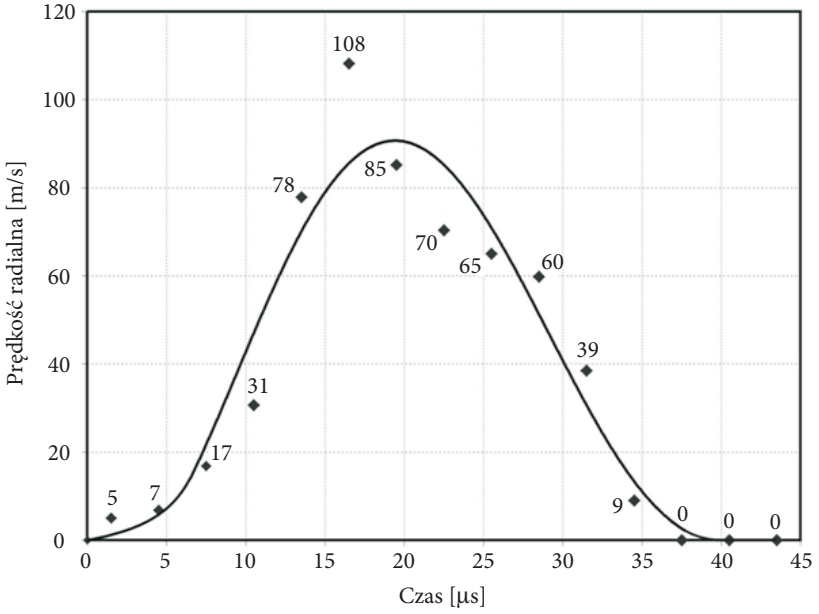
Rys. 12. Zobrazowanie chwilowych położeń pierścieni z duraluminium AW 2017A w trakcie rozciągania energią rozładowania 0,27 kJ

Odmienny charakter przebiegu rozciągania pierścieni z duraluminium potwierdzają także przedstawione na rysunkach 14 i 15 wykresy zmiany w czasie promieniowej prędkości rozciągania. W analogicznych warunkach napędzania pierścienie z duraluminium osiągają maksymalne prędkości rozciągania w czasie krótszym niż pierścienie miedziane. Prędkości te wynoszą około 100 i 170 m/s — odpowiednio dla energii 0,27 i 0,48 kJ. Chociaż są to prędkości bardzo zbliżone do danych otrzymanych w testach pierścieni miedzianych, to jednak nie można pominąć, że zostały one osiągnięte już po około 20 µs, podczas gdy pierścienie miedziane uzyskały maksymalną prędkość dopiero po 30 µs od chwili pojawienia się napięcia na cewce.

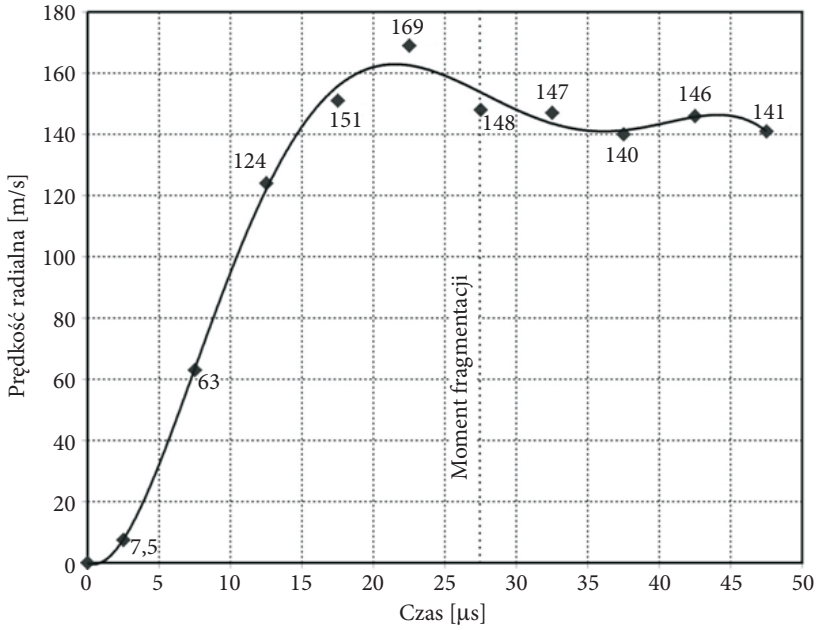
Chwilowe wartości prędkości radialnej pierścienia po jego fragmentacji dla energii rozładowania 0,48 kJ — podobnie jak dla miedzi — są obarczone błędem, który jest skutkiem niedokładności pomiarów wynikających z niesymetrycznego rozlotu fragmentów pierścienia (zjawisko koziołkowania). Oscylacyjny charakter



Rys. 13. Zobrazowanie chwilowych położeń pierścieni z duraluminium AW 2017A w trakcie rozciągania energią rozładowania 0,48 kJ



Rys. 14. Zmiana prędkości radialnej pierścieni w czasie dla duraluminium AW 2017A dla energii rozładowania 0,27 kJ



Rys. 15. Zmiana prędkości radialnej pierścieni w czasie dla duraluminium AW 2017A dla energii rozładowania 0,48 kJ

zmian prędkości fragmentów pierścienia (rys. 15) nie odzwierciedla więc rzeczywistego przebiegu zjawiska.

Dla fazy napędzania liniowego z energiami 0,27 i 0,48 kJ wartości przyspieszenia uzyskiwane przez pierścienie z AW-2017A wynoszą odpowiednio około $8{,}2 \times 10^6$ i $12{,}7 \times 10^6$ m/s^2. Są one zatem znacznie wyższe od analogicznych wartości przyspieszenia obliczonych dla rozciągania pierścieni miedzianych (odpowiednio $5{,}1 \times 10^6$ i $8{,}8 \times 10^6$ m/s^2). Odmienne relacje między opóźnieniami wystąpiły jednakże na odcinku ruchu inercyjnego. Opóźnienie pierścieni duraluminiowych dla przyjętych energii rozładowania wyniosły około $6{,}7 \times 10^6$ i 2×10^6 m/s^2, podczas gdy pierścienie z miedzi hamowały z opóźnieniami $2{,}1 \times 10^6$ i $2{,}8 \times 10^6$ m/s^2.

Zaobserwowane różnice między przebiegiem rozciągania elektromagnetycznego duraluminium i miedzią wynikają z właściwości fizykomechanicznych tych materiałów. Pierścienie ze stopu aluminium, które mają ponadtrzykrotnie mniejszą gęstość od miedzi ($\rho_{2017A} = 2{,}7$ g/cm^3; $\rho_{Cu\text{-}ETP} = 8{,}92$ g/cm^3), były rozciągane ze znacznie większymi przyspieszeniami, pomimo że charakteryzują się zbliżonymi do miedzi właściwościami wytrzymałościowymi (duraluminium 2017A — $R_{0,2} = 145$ MPa, $R_m = 220$ MPa; miedź Cu-ETP — $R_{0,2} = 90$ MPa, $R_m = 210$ MPa). Gęstość badanych materiałów wpłynęła również na ruch pierścienia w fazie jego inercyjnego lotu. Było to szczególnie widoczne przy napędzaniu energią rozładowania 0,27 kJ. W tych

warunkach obciążenia i fazy ruchu, rozciąganie pierścienia duraluminiowego jest powodowane przez siłę inercji, która tylko niewiele przewyższa siłę przeciwstawiającą się rozciąganiu, a wynikającą z wytrzymałości odkształcanego pierścienia. Pomimo że oba pierścienie zostały napędzone do porównywalnych prędkości maksymalnych i charakteryzowały się podobnymi właściwościami wytrzymałościowymi, to jednak ruch pierścienia miedzianego odbywał się ze znacznie mniejszym opóźnieniem. Występujące w nim naprężenia obwodowe były dużo mniejsze od siły masowej działającej na pierścień i nie powodowały tak intensywnego hamowania, jak w przypadku pierścienia z duraluminium.

Wpływ wytrzymałości materiału pierścienia na hamowanie ruchu pierścienia nie jest już tak wyraźny podczas rozciągania z energią 0,48 kJ. W tym przypadku podczas lotu swobodnego oba pierścienie mają tak dużą inercję, wynikającą z dużej prędkości rozciągania, że nie występuje tu tak intensywne hamowanie ruchu przez istniejące w materiale pierścienia naprężenie obwodowe. Należy jednak podkreślić, że mimo większej inercji pierścienia miedzianego, jego opóźnienie było większe niż duraluminiowego. Można to tłumaczyć tym, że w przypadku miedzi wraz ze wzrostem szybkości odkształcania następuje wzrost naprężeń plastycznego płynięcia, podczas gdy w badanym duraluminium zauważa się relację przeciwną. Wnioski te w odniesieniu do miedzi i w niektórych stopach aluminium są zgodne z informacjami zawartymi w pracy [3].

Interesujące wydaje się również to, że mimo opisanych wyżej cech badanych materiałów, pierścienie były napędzane do bardzo zbliżonych prędkości maksymalnych. Mogłoby wydawać się, że lżejszy pierścień duraluminiowy będzie osiągał większą prędkość rozciągania niż pierścień miedziany. Tymczasem wyniki pomiarów przeczą temu intuicyjnemu wnioskowi, gdyż prędkość pierścieni wykonanych z duraluminium jest nawet nieco mniejsza od prędkość pierścieni z miedzi. Zjawisko to można tłumaczyć w ten sposób, że w przypadku napędzania elektromagnetycznego, rozciąganie jest wynikiem interakcji pomiędzy polami magnetycznymi powstającymi wokół cewki i pierścienia. Natężenie pola elektromagnetycznego wokół pierścienia jest zależne od wielkości indukowanego w nim prądu, ten zaś jest funkcją wielu zmiennych, wśród których istotne znaczenie ma rezystywność materiału pierścienia. Duraluminium wykazuje ponaddwukrotnie większą oporność elektryczną niż miedź ($R_{Cu\text{-}ETP} \approx 1{,}7\ \mu\Omega \cdot \mathrm{cm}$; $R_{2017A} \approx 4\ \mu\Omega \cdot \mathrm{cm}$). W związku z tym amplituda impulsu prądowego w pierścieniu duraluminiowym jest mniejsza, a co za tym idzie, mniejsze jest również natężenie pola elektromagnetycznego. Potwierdzeniem tego są między innymi mniejsze prześwietlenia na rejestrowanych kadrach pochodzące od łuku elektrycznego, pojawiającego się w trakcie rozrywania pierścienia, w którym płynie jeszcze prąd. Napędzanie pierścieni duraluminiowych jest powodowane przez mniejsze siły elektromagnetyczne, jednak dzięki temu, że pierścienie duraluminiowe mają mniejszą masę, osiągają stosunkowo wysoką prędkość, zbliżoną do prędkości pierścieni miedzianych.

5. Podsumowanie

Odkształcanie plastyczne metali za pomocą energii pola elektromagnetycznego to efektywny sposób formowania z blach części o skomplikowanym kształcie, niemożliwym do osiągnięcia tradycyjnymi metodami. Napędzanie elektromagnetyczne to także dobra metoda kontrolowanego obciążania próbek materiałowych w celu określania ich właściwości wytrzymałościowych w warunkach dynamicznych. Powyższe zalety wynikają głównie z tego, że napędzanie elektromagnetyczne umożliwia odkształcanie metali z bardzo dużymi szybkościami. Jak przedstawiono w niniejszej pracy, za pomocą opracowanego układu zasilającego dokonano deformacji pierścieni miedzianych i duraluminiowych z szybkościami odkształcenia rzędu 10^4 s^{-1}. Natomiast przyspieszenia jakie uzyskiwały ścianki pierścieni przewyższały wartość 12 x 10^6 m/s^2. Są to więc ekstremalne warunki obciążenia, w których metale pozwalają się, bez naruszenia spójności, odkształcać w takim stopniu, jaki nie byłby możliwy do osiągnięcia tradycyjnymi metodami. Jednocześnie, chociaż elektromagnetyczne napędzanie pozwala uzyskiwać ekstremalne warunki obciążenia, to zapewnia możliwość doboru parametrów i precyzyjnej kontroli warunków dynamicznego odkształcenia.

Dla zastosowanej geometrii cewki stwierdzono doświadczalnie, że rozciąganie pierścienia do chwili jego fragmentacji odbywa się osiowosymetrycznie. Po fragmentacji pierścienia rozlot jego fragmentów jest już niesymetryczny i zaburzony przez niestabilność strumienia elektromagnetycznego. Źródłem zaburzenia pola elektromagnetycznego jest uskok linii nawojowej pomiędzy sąsiadującymi uzwojeniami cewki.

Wyniki testów pozwalają stwierdzić, że sukcesem zakończyła się próba wykorzystania stanowiska laboratoryjnego do rejestracji dynamicznych zmian wymiarów cienkościennego pierścienia rozciąganego impulsowym polem elektromagnetycznym. Zastosowanie precyzyjnie synchronizowanych pięciu kamer CCD z czasem ekspozycji 1 μs oraz wykorzystanie metody fotografii cieniowej pozwoliło uzyskać fotografie o bardzo wysokiej jakości. Dzięki temu otrzymany obraz procesu napędzania pierścienia o dużej rozdzielczości (1360 x 1024 pikseli) został z powodzeniem wykorzystany do analizy jego ruchu tzn. do oszacowania prędkości radialnej pierścieni z Cu-ETP i duraluminium AW-2017A oraz oceny kształtu pierścieni i całego procesu ich fragmentacji.

Podziękowania
Autorzy pracy pragną podziękować dr. inż. Wiesławowi Picholi i Janowi Karczewskiemu za pomoc w przeprowadzeniu badań eksperymentalnych.

Pracę zrealizowano w ramach projektu badawczego własnego nr 0 T00C 007 30 finansowanego przez Ministerstwo Nauki i Szkolnictwa Wyższego.

Artykuł wpłynął do redakcji 5.05.2008 r. Zweryfikowaną wersję po recenzji otrzymano w maju 2008 r.

LITERATURA

[1] J. Janiszewski, W. Pichola, *Stanowisko do elektromagnetycznego rozciągania pierścieni jako aparatura umożliwiająca badanie właściwości dynamicznych metali*, Biul. WAT, 57, 1, 2008.

[2] F. I. Niordson, *A unit for testing Materials at High Strain Rates*, Experimental Mechanics, January 1965.

[3] M. A. Meyers, *Dynamic Behavior of Materials*, John Wiley and Sons, 1994.

[4] W. H. Gourdin, *Analysis and assessment of electromagnetic ring expansion as a high-strain-rate test*, J. Appl. Phys., 65, 2, 1989.

[5] S. Satapathy, D. Landen, *Expanding ring experiments to measure high-temperature adiabatic properties*, International Journal of Impact Engineering, 33, 2006.

[6] E. J. Bruno, *High Velocity Forming of Metals*, ASTME, 1968.

[7] J. Shang, *Electromagnetically assisted sheet metal stamping*, praca magisterska, Uniwerystet Stanu Ohio, 2006, http://mse-gsd1.matsceng.ohio-state.edu.

[8] L. Baranowski, K. Rutyna, Z. Surma, M. Szudrowicz, *Wykorzystanie kamery zdjęć szybkich do badania powylotowego działania gazów prochowych*, Międzynarodowa Konferencja Uzbrojeniowa „Naukowe aspekty techniki uzbrojenia", Waplewo, 2006.

[9] H. Zhang, K. Ravi-Chandar, *On the dynamics of necking and fragmentation — I. Real-time and post-mortem observations in Al 6061-O*, Int. J Fract., 142, 2006, 183-217.

J. JANISZEWSKI, K. RUTYNA

Experimental analysis of radial motion of rings expanded electromagnetically

Abstract. The experimental investigation results of a radial ring expansion caused by an impulse electromagnetic field are presented in our paper. The Cu-ETP copper and AW-2017A aluminum alloy rings were studied. The ring expansion was performed by using laboratory apparatus, which was presented in [1]. The ring motion was recorded by means of the optical record system, which consisted of five digital cameras. They ensured to obtain images with relatively high resolution 1360 × 1024 pixels. For applied electromagnetic loading condition, it was found copper rings expanded with a maximum velocity of approximately 170 m/s, whereas aluminum alloy rings were driven with the velocity of approximately 160 m/s. Moreover, it was confirmed an axissymmetric ring expansion, which, however, at further stages of the ring motion, was perturbed by a local instability in a magnetic field. This local magnetic field perturbation was induced by kinks in transition strip of the solenoid.

Keywords: electromagnetic ring expansion, electromagnetic forming
Universal Decimal Classification: 669.018.2

Biuletyn WAT
Vol. LVIII, Nr 2, 2009

Spaleniowa synteza wielościennych nanorurek węglowych

MATEUSZ SZALA

Wojskowa Akademia Techniczna, Wydział Nowych Technologii i Chemii,
00-908 Warszawa, ul. S. Kaliskiego 2

Streszczenie. W pracy przedstawiono wyniki badania morfologii stałych produktów spalania mieszanin węglika wapnia oraz azydku sodu z perhalogenowanymi związkami węglowymi takimi jak: fluorowany grafit, politetrafluoroeten, heksachloroetan i heksachlorobenzen. Wykazano, że produkty spalania obecne w tyglu, w którym umieszczano próbkę mają inną morfologię niż te obecne na ścianach reaktora. Stwierdzono, że dodanie ferocenu do mieszaniny reakcyjnej zawierającej heksachloroetan, węglik wapnia i azydek sodu powoduje wzrost wielościennych nanorurek węglowych. Produkt poddano oczyszczaniu, a następnie analizie jakościowej (XRD) oraz strukturalnej (SEM, TEM).
Słowa kluczowe: synteza spaleniowa, nanostruktury, nanorurki węglowe, spalanie
Symbole UKD: 620.1, 536.46

1. Wprowadzenie

Od czasu odkrycia nanorurek węglowych przez Iijimę w 1991 roku [1] obserwuje się niesłabnące zainteresowanie poszukiwaniem nowych sposobów ich syntezy. Historycznie pierwszą metodą otrzymywania nanorurek węglowych było prowadzenie wyładowania łukowego prądu stałego pomiędzy dwoma elektrodami grafitowymi, w atmosferze helu pod niskim ciśnieniem. Płonący łuk elektryczny powoduje parowanie materiału anody i osadzanie się jego części na katodzie oraz na chłodzonych ścianach reaktora. Materiał katody (tzw. depozyt katodowy) zawiera nanorurki węglowe jednościenne i wielościenne, fulereny oraz trójwymiarowe nanocząstki grafitu i sadzy [1, 2].

Do dziś opracowano wiele sposobów otrzymywania nanorurek węglowych, a najpopularniejsze z nich to metody określane wspólnym mianem: osadzania z fazy

pary (ang. *Chemical Vapour Deposition*, CVD). Wariant ten polega na wprowadzaniu do rury kwarcowej umieszczonej w piecu strefowym ciekłych węglowodorów zawierających rozpuszczony katalizator. Substraty parują, następnie w gorącej części pieca ulegają rozkładowi i kondensują w chłodniejszym obszarze z utworzeniem nanorurek węglowych oraz innych nanostruktur węglowych [3]. Katalizator może być wprowadzany razem z substratami lub znajdować się w obszarze kondensacji par lub też występować w fazie fluidalnej [4].

W 2005 roku Koch poinformował, że nanostruktury węglowe można otrzymać na drodze autotermicznych procesów spalania mieszanin polimerów fluorowęglowych z metalami aktywnymi (magnez, glin itp.) w obecności fluorków metali przejściowych stanowiących katalizatory powstawania nanostruktur węglowych. Wymieszane składniki prasowano w cylindryczne ładunki, umieszczano w reaktorze wypełnionym gazem obojętnym, a reakcję spalania inicjowano impulsem cieplnym za pomocą drutu oporowego przyłożonego do powierzchni próbki. Produkty spalania poza powstającymi ubocznie fluorkami metali oraz sadzą zawierają nanorurki węglowe jedno i wielościenne, fulereny oraz enkapsulaty węglowe [5].

Stosowany przez Kocha kowalencyjny polimeryczny fluorek grafitu ($(CF)_n$) występuje jedynie w postaci drobnokrystalicznej o bardzo małej adhezji, co uniemożliwia formowanie mieszaniny substratów w ładunki poprzez prasowanie bez dodatku lepiszcza [5]. Dodatkowo, ciągle brakuje prostej drogi otrzymywania fluorowanego grafitu, co powoduje, że jest on materiałem stosunkowo drogim.

We wcześniejszych pracach przedstawiono wyniki badań skondensowanych produktów spalania binarnych układów typu perhalogenowany utleniacz–reduktor, w tym układów zawierających związki żelaza jako katalizatory [6, 7]. Niniejszą pracę poświęcono zbadaniu wpływu węglika wapnia oraz jego mieszanin, w których występuje ferrocen, na efektywność spontanicznego formowania się nanostruktur węglowych, otrzymywanych na drodze syntezy spaleniowej.

2. Wyniki badań

W badaniach wykorzystywano węglik wapnia (Aldrich), heksachloroetan (Veb Laborchemie Apolda), heksachlorobenzen (POCh), poli(tetrafluoroeten) (PTFE, Tarflen®), fluorowany grafit (Aldrich) oraz azydek sodu (Stanlab). Sproszkowane substraty o wielkości cząstek poniżej 100 μm mieszano na sucho w moździerzu porcelanowym, a następnie ucierano do uzyskania homogenicznej masy. Próbkę o masie około 5 g umieszczano w tyglu grafitowym standardowej bomby kalorymetrycznej (obj. 275 cm^3). Reaktor wypełniano argonem pod ciśnieniem 1 MPa. Bombę umieszczano w kalorymetrze wodnym (KL-11 firmy „Precyzja" Bydgoszcz). Spalanie inicjowano termoelektrycznie za pomocą drutu oporowego przyłożonego do powierzchni mieszaniny substratów. Badanie mikrostruktury prowadzono za

pomocą skaningowego mikroskopu elektronowego (SEM) z wykorzystaniem aparatu LEO 1530. Zdjęcia techniką transmisyjnej mikroskopii elektronowej (TEM) wykonano za pomocą aparatu JEOL 200 CX, napięcie przyspieszające wiązki elektronów: 200 kV. Analizę fazową (XRD) wykonano za pomocą dyfraktometru proszkowego firmy Siemens D 5000 przy wykorzystaniu lini promieniowania Kα miedzi.

Skład ilościowy i jakościowy badanych mieszanin, ciepło reakcji oraz wydajność stałych produktów odniesioną do wyjściowej masy próbki przedstawiono w tabeli 1. Wykonano dwa cykle doświadczeń. W pierwszej kolejności spalano mieszaniny węglika wapnia z azydkiem sodu oraz perhalogenowanymi węglowodorami, takimi jak heksachloroetan, heksachlorobenzen, poli(tetrafluoroeten) oraz kowalencyjny fluorek grafitu. Następnie do trójskładnikowych mieszanin dodawano ferrocen, który rozkładając się podczas spalania, jest źródłem atomowego żelaza, będącego efektywnym katalizatorem wzrostu nanostruktur węglowych [2].

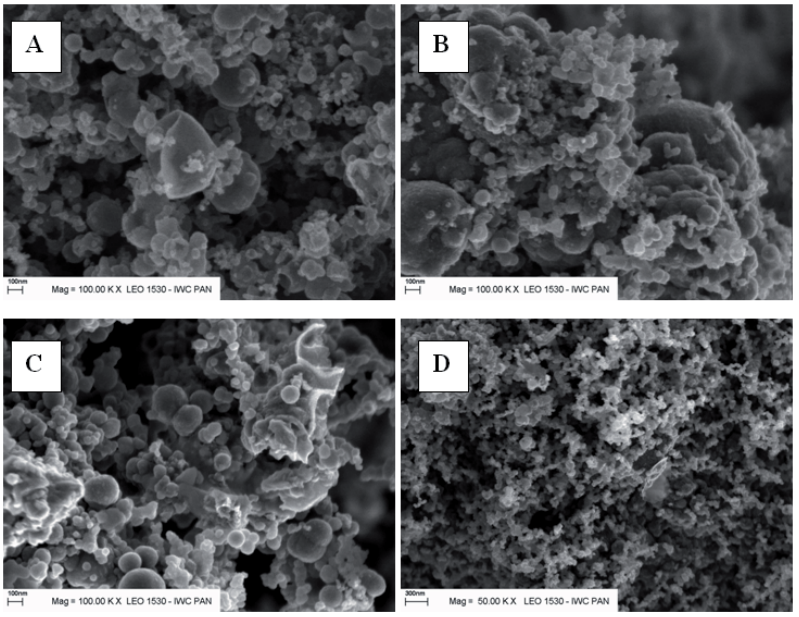
Tabela 1

Skład, ciepła reakcji oraz wydajności stałych produktów wyznaczone dla spalanych mieszanin

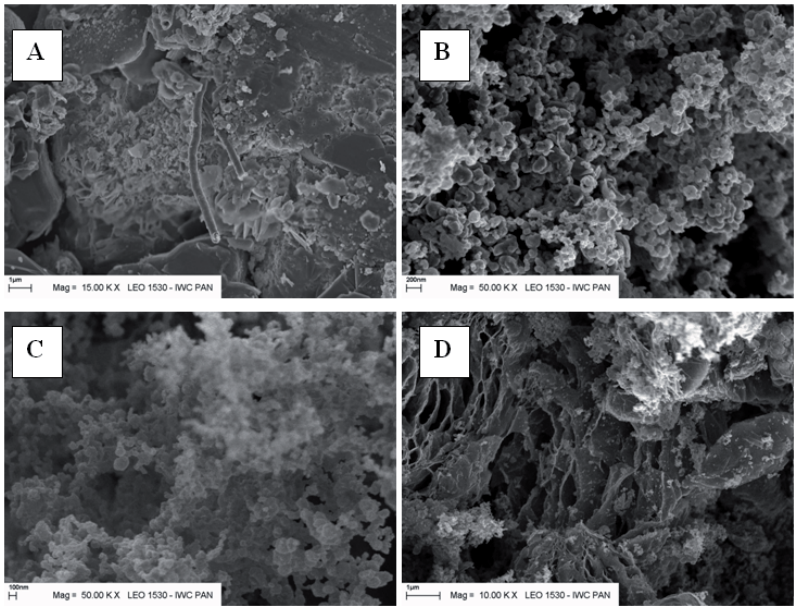
Nr	Reagenty	Skład mieszaniny [%]	Ciepło reakcji Q [kJ/kg]	Wydajność stałych produktów [%]
1	$CaC_2/C_2Cl_6/NaN_3$	37,5/45,8/16,7	3004	83,0
2	$CaC_2/C_6Cl_6/NaN_3$	38,2/42,4/19,4	3111	95,7
3	CaC_2/PTFE/NaN_3	50,9/40,0/9,1	4259	86,0
4	CaC_2/CF/NaN_3	41,6/46,1/12,3	4149	76,9
5	$CaC_2/C_2Cl_6/NaN_3/Fe(C_{10}H_{10})_2$	37,2/45,1/15,7/2,0	3245	91,1
6	$CaC_2/C_6Cl_6/NaN_3/Fe(C_{10}H_{10})_2$	36,0/53,0/9,0/2,0	3104	84,1
7	CaC_2/PTFE/$NaN_3/Fe(C_{10}H_{10})_2$	45,8/40,3/11,9/2,0	3410	82,8
8	CaC_2/CF/$NaN_3/Fe(C_{10}H_{10})_2$	44,8/38,3/14,9/2,0	3620	92,0

Produkty spalania po reakcji znajdowały się zarówno na ścianach reaktora, jak i w tyglu, w którym umieszczano spalaną próbkę. Osad zebrany ze ścian bomby kalorymetrycznej był sypki, tymczasem ten obecny w tyglu był związany powstającymi ubocznie solami nieorganicznymi. Ze względu na makroskopową różnicę morfologii produktów zebranych ze ścian reaktora i z tygla, analizowano je oddzielnie.

Produkty spalania zebrane ze ścian reaktora we wszystkich badanych układach (w tym katalitycznych) miały podobną morfologię. Na rysunku 1 przedstawiono przykładowe zdjęcia SEM produktów obecnych na ścianach reaktora po spalaniu. Produkty spalania wydobyte z tygla bomby kalorymetrycznej miały odmienną



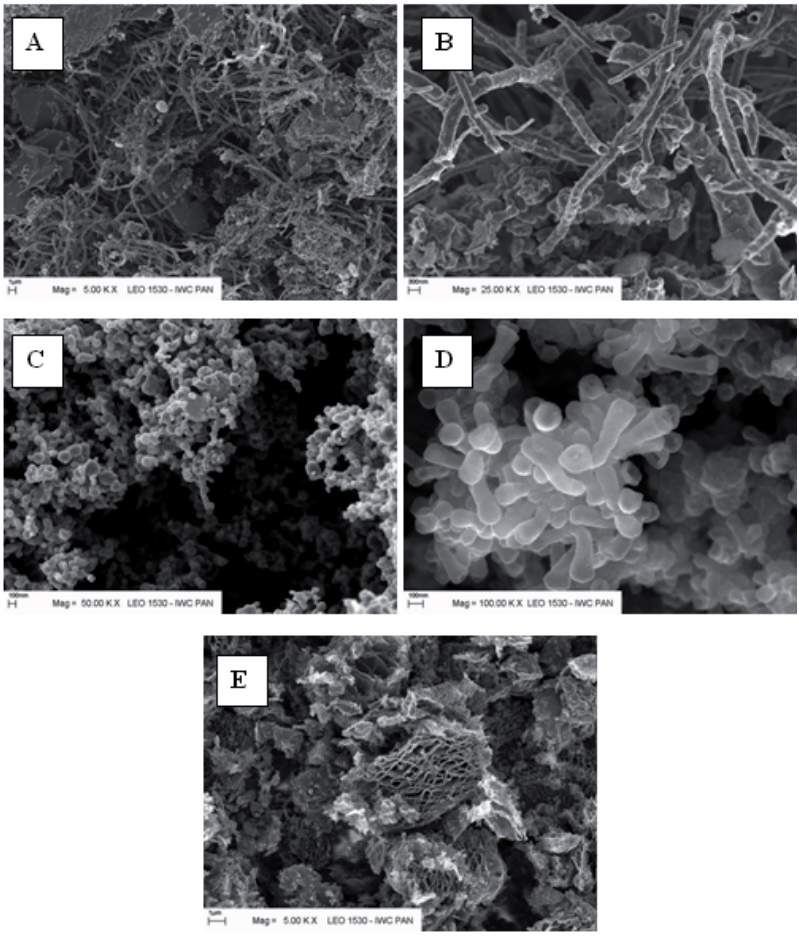
Rys. 1. Zdjęcia SEM produktów spalania zebranych ze ścian reaktora w układach: (A) $CaC_2/C_2Cl_6/NaN_3$, (B) $CaC_2/PTFE/NaN_3$, (C) $CaC_2/C_2Cl_6/NaN_3$, (D) $CaC_2/CF/NaN_3$



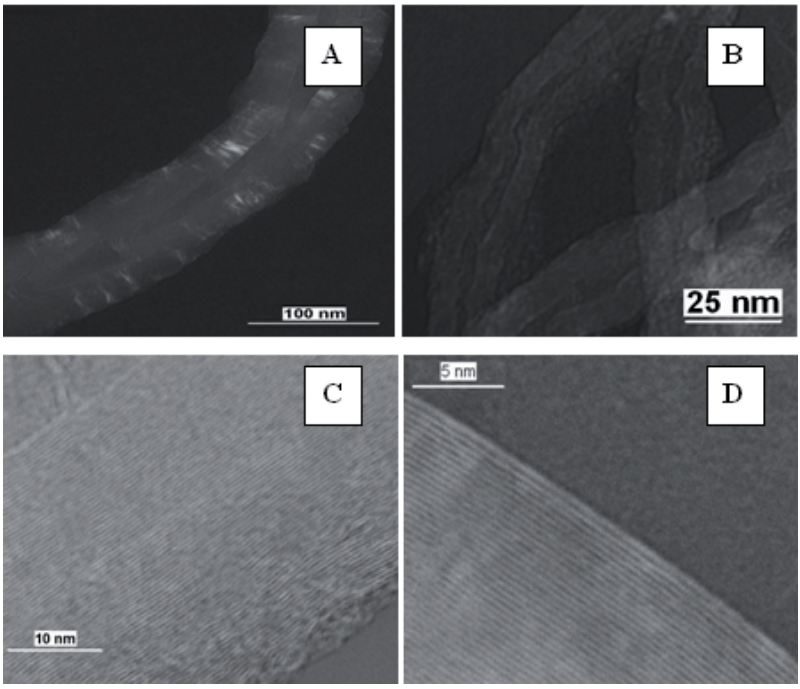
Rys. 2. Zdjęcia SEM produktów spalania obecnych w tyglu reaktora uzyskanych w układzie: (A) $CaC_2/C_2Cl_6/NaN_3$, (B) $CaC_2/C_6C_6/NaN_3$, (C) $CaC_2/PTFE/NaN_3$, (D) $CaC_2/CF/NaN_3$

morfologię niż te zebrane ze ścian reaktora, przykładowe zdjęcia SEM przedstawiono na rysunku 2.

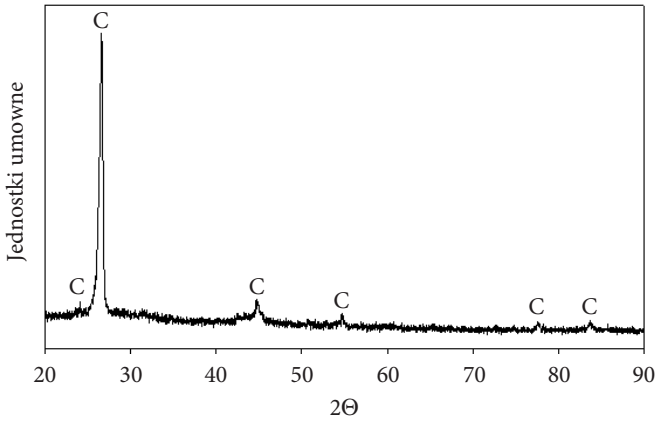
Zdjęcia SEM stałych produktów obecnych w tyglu uzyskanych podczas spalania mieszanin zawierających dodatek ferrocenu jako prekursora katalizatora przedstawiono na rysunku 3. Analiza fazowa stałych produktów spalania zawierających struktury włókniste wykazała obecność grafitu, $CaCl_2$ i $Ca(OH)_2$. W celu wydzielenia struktur wydłużonych uzyskanych w układzie $CaC_2/C_2Cl_6/NaN_3$/Ferrocen ogrzewano je w 35% kwasie solnym przez 2 h w temperaturze 50°C w celu usunięcia soli nieorganicznych powstających ubocznie podczas spalania. Uzyskany materiał



Rys. 3. Zdjęcia SEM produktów obecnych w tyglu po spalaniu mieszanin: (A-B) $CaC_2/C_2Cl_6/NaN_3$/Ferrocen, (C) $CaC_2/C_6C_6/NaN_3$/Ferrocen, (D) CaC_2/PTFE/NaN_3/Ferrocen, (E) CaC_2/CF/NaN_3/Ferrocen



Rys. 4. Zdjęcia TEM oczyszczonych produktów spalania uzyskanych w układzie $CaC_2/C_2Cl_6/NaN_3/Fe(C_5H_5)_2$



Rys. 5. Dyfraktogram oczyszczonych produktów spalania mieszaniny $CaC_2/C_2Cl_6/NaN_3/Fe(C_5H_5)_2$

ogrzewano w temperaturze 80°C przez 1 h w 5% H_2SO_4 z 1% dodatkiem $KMnO_4$ w celu utlenienia węgla amorficznego. W ostatnim etapie oczyszczania produkty ogrzewano w temperaturze 50°C przez 1 h w 65% HNO_3 w celu usunięcia po-

wstałego ubocznie podczas utleniania sadzy MnO_2. Po każdej operacji uzyskany materiał wymywano wodą do uzyskania obojętnego odczynu przesączu i suszono. Oczyszczone produkty poddano następnie analizie fazowej (rys. 5) oraz wykonano badanie TEM (rys. 4).

3. Dyskusja wyników

Wszystkie badane mieszaniny spalały się w reżimie autotermicznym. Zarejestrowane ciepła reakcji wynosiły od 3004 do 4259 kJ/kg. Ciepła reakcji dla układów nie zawierających katalizatora są zwykle większe od ciepeł zarejestrowanych dla analogicznych układów zawierających ferrocen. Wyjątkiem jest mieszanina zawierająca heksachloroetan.

Produkty spalania znajdujące się w tyglu miały odmienną mikromorfologię niż te obecne na ścianach reaktora. W produktach spalania mieszaniny CaC_2/C_2Cl_6/NaN_3 znajdujących się w tyglu występowały pojedyncze struktury włókniste, których stosunek średnicy do długości (tzw. *aspect ratio*) miał wartość ponad 10 (rys. 2A). Wzrost pojedynczych włókien mógł być katalizowany przez niewielkie ilości metali przejściowych jakie dostały się do mieszaniny reakcyjnej z drutu oporowego. W produktach spalania mieszanin CaC_2/C_6Cl_6/NaN_3 oraz CaC_2/PTFE/NaN_3 dominowały sferoidalne nanocząstki sadzy o średnicach odpowiednio około 100 i 200 nm (rys. 2B, C). Produkty spalania mieszaniny CaC_2/CF/NaN_3 poza cząstkami sadzy zawierały rozwarstwiony grafit (rys. 2D) powstający podczas redukcji fluorku grafitu za pomocą azydku sodu (otrzymywanie rozwarstwionego grafitu metodą spaleniową opisano w pracy [4]).

Produkty spalania mieszaniny CaC_2/C_2Cl_6/NaN_3 z dodatkiem ferrocenu, wydobyte z tygla, zawierały struktury włókniste o średnicach około 100 nm i długości kilku mikrometrów. Niektóre włókna skierowane osią długą prostopadle w kierunku obserwatora ujawniają, pusty w środku rdzeń czyli strukturę rurkowatą (rys. 3B). Badanie metodą TEM produktu oczyszczonego potwierdziło, że otrzymane nanostruktury mają budowę nanorurek wielościennych. Otrzymane nanorurki mają dwie podstawowe mikromorfologie: prostą i przypominającą pędy bambusa (ang. *bambus-like*). Do pierwszego typu morfologicznego należą rurki widoczne na rysunku 4B, mimo silnego zdefektowania, wewnętrzny kanał jest drożny na całej długości. Na rysunku 4A widać rurkę o budowie podobnej do pędu bambusa, na pewnym odcinku rurka ulega zwężeniu a w miejscu, w którym zaczyna się zwężenie, narasta na niej kolejny człon. Zdjęcie na rysunku 4C przedstawia przekrój jednej ze ścian otrzymanych rurek, w lewym górnym rogu zdjęcia widać kanał rurki a w prawym dolnym rogu powierzchnię zewnętrzną. Płaszczyzny grafitowe są ułożone koncentrycznie wzdłuż długiej osi rurki a powierzchnia zewnętrzna pokryta jest około 3 nm warstwą materiału amorficznego, najprawdopodobniej sadzy.

Zdjęcie na rysunku 4D przedstawia przekrój nanorurki wielościennej od strony zewnętrznej. Widoczne są równolegle do siebie ułożone płaszczyzny grafenowe, a powierzchnia rurki nie jest pokryta materiałem amorficznym.

Analiza XRD wykazała, że próbka zawierająca nanorurki po oczyszczeniu jest produktem monofazowym (rys. 5). Obecność nanorurek w próbce po procesie oczyszczania potwierdziły obserwacje SEM. Refleks przy kącie 2Θ równym około 26,5° cechuje się dużym natężeniem i relatywnie małą szerokością połówkową co świadczy o dalekosiężnym uporządkowaniu występującym w badanym materiale. W przypadku wielościennych nanorurek węglowych oznacza to, że mają one relatywnie mało defektów. Pozostałe refleksy charakterystyczne dla grafitu mają małą intensywność i są poszerzone co świadczy o tym, że wymiary badanych struktur mają wielkości submikrometryczne.

Produkty spalania mieszaniny CaC_2/PTFE/NaN_3 z dodatkiem ferrocenu zawierały nanopręty o średnicy około 100 nm i długości około 500 nm (*aspect ratio* około 5), występujące homogenicznie w całej objętości próbki. Występowanie struktur o zbliżonej budowie przypisywane jest pierwszym etapom powstawania nanorurek węglowych [8].

4. Wnioski

Spalanie mieszanin CaC_2/NaN_3 z dodatkiem perhalogenowanych związków węglowych w atmosferze obojętnej powoduje powstawanie produktów o zróżnicowanej morfologii związanej z obszarem reaktora, z którego zostały wydobyte. Produkty znajdujące się na ścianach reaktora niezależnie od układu składają się ze sferoidalnych nanocząstek sadzy. Tymczasem produkty obecne w tyglu, w którym były umieszczane spalane próbki w przypadku mieszaniny zawierającej fluorowany grafit zawierały poza sadzą również rozwarstwiony grafit. Pozwala to przypuszczać, że jego powstawanie zachodzi w fazie stałej. Powstawanie sadzy na ścianach reaktora może być związane z transportem reaktywnych związków halogenowęglowych poprzez fazę gazową do chłodnych ścian reaktora gdzie ulegają one kondensacji z utworzeniem sadzy.

Spośród badanych mieszanin węglika wapnia z azydkiem sodu oraz perhalogenowanymi utleniaczami tylko produkty spalania mieszaniny zawierającej C_2Cl_6 zawierały struktury włókniste. Dodatek ferocenu do mieszaniny CaC_2/C_2Cl_6/NaN_3 spowodował, że w produktach spalania występowały wielościenne nanorurki węglowe mające od 50 do 100 ścian. Otrzymane nanorurki występują w dwóch typach morfologicznych co wskazuje, że powstają one według dwóch różnych mechanizmów. Powstawanie nanorurek jedynie po dodaniu do mieszaniny reakcyjnej ferocenu jako prekursora katalizatora oznacza, że wzrost nanorurek niezależnie od morfologii ma charakter katalityczny. Kluczowym elementem w powstawaniu

nanorurek węglowych, mogą być jednostki dwuwęglowe, które w mieszaninie CaC_2/C_2Cl_6 mają szansę powstawać w największej ilości.

Dodanie ferrocenu do mieszaniny reakcyjnej zawierającej PTFE spowodowało powstanie produktu mającego morfologię nanoprętów, których stosunek długości do średnicy wynosił około 5. Podobnie jak w układzie zawierającym C_2Cl_6, wydłużone nanostruktury występują jedynie w tyglu a na ścianach reaktora są one nieobecne.

Wzrost nanostruktur typu quasi-jednowymiarowego (rurek, prętów) otrzymywanych w wyniku spalania mieszanin typu reduktor–utleniacz, przebiega jedynie w obszarze tygla. Czynnikiem warunkującym wzrost nanorurek jest więc niewielka odległość pomiędzy obszarem, w którym zachodzi spalanie a strefą kondensacji. Niskie ciepła reakcji (ok. 3000 kJ/kg), w których powstają interesujące nanostruktury, powodują, że gorący obszar sprzyjający formowaniu jednostek dwuwęglowych jest ograniczony do bezpośredniego sąsiedztwa strefy reakcji. Poza obszarem tygla temperatura gwałtowanie spada ponieważ ilość energii generowana podczas spalania jest zbyt mała aby ogrzać obszar sąsiedni. Wysoka temperatura jest niezbędna dla przeprowadzenia do fazy ciekłej żelaza lub jego stopów z węglem. Powstająca kropla, rozpuszczając rodniki i klastry węgla generowane na froncie fali spalania po osiągnięciu nasycenia jest inicjatorem wzrostu nanorurek lub nanowłókien [2]. Reaktywne cząstki węglowe powstające na froncie fali spalania po dotarciu do chłodniejszej strefy rekombinują z utworzeniem węgla amorficznego.

Wzrost nanorurek węglowych otrzymywanych innymi metodami (synteza elektrołukowa, osadzanie z fazy pary), opisywany jest w literaturze za pomocą mechanizmu para–ciecz–ciało stałe (ang. *vapour–liquid–solid*, VLS) [2]. Powstawanie nanorurek węglowych w wyniku spalania mieszanin reduktor–utleniacz w obecności atomów żelaza może również zachodzić wg tego mechanizmu. Na zdjęciach SEM obserwowano charakterystyczne kuliste zakończenia rurek, mogące potwierdzać wzrost struktur wydłużonych z kropli katalizatora zawierającej żelazo (rys. 3A). Średnica rurki lub włókna jest wtedy ściśle zależna od wielkości kropli katalizatora z której wyrasta. Wydajność powstawania struktur quasi-jednowymiarowych jest jednak niska z powodu rekombinacji klasterów węglowych w chłodnym obszarze reaktora, w którym cząstki żelaza lub stopu żelazo–węgiel występują w fazie stałej. Ciekłe cząstki metalu są niezbędnym elementem wzrostu nanostruktur węglowych zgodnie z mechanizmem VLS [9]. Poprawienie wydajności uzyskiwania nanorurek na drodze syntezy spaleniowej wymaga więc zwiększenia ciepła spalania mieszaniny reakcyjnej w celu zapewnienia obecności aktywnej formy katalizatora w całej objętości reaktora.

Badania zrealizowano przy wsparciu finansowym Ministerstwa Nauki i Szkolnictwa Wyższego w ramach grantu Nr N204-O/0023/32.

Podziękowanie
Autor pragnie gorąco podziękować prof. Piotrowi Dłużewskiemu z Instytutu Fizyki PAN za wykonanie analizy TEM.

Artykuł wpłynął do redakcji 30.06.2008 r. Zweryfikowaną wersję po recenzji otrzymano we wrześniu 2008 r.

LITERATURA

[1] S. Iijima, *Helical microtubules of graphitic carbon*, Nature, 56, 1991, 354.
[2] A. Huczko, *Nanorurki węglowe. Czarne diamenty XXI wieku*, Bel Studio, 2002.
[3] S. Cudziło, M. Szala, A. Huczko, M. Bystrzejewski, Prop., Expl., Pyrotech., 32, 2, 2007, 149.
[4] E-Ch. Koch, *Propellants, Explosives, Pyrotechnics*, 30, 209, 2005.
[5] E-Ch. Koch, Deutsches Patent, DE 10122750, 2001.
[6] A. Huczko, M. Bystrzejewski, H. Lange, A. Fabianowska, S. Cudziło, A. Panas, M. Szala, *Combustion synthesis as a novel method for production of 1-D SiC nanostructures*, Journal of Physical Chemistry B, 109, 2005, 16244-16251.
[7] M. Szala, S. Cudziło, *Application of iron and copper compounds as catalysts in combustion synthesis*, 10th International Seminar „New Trends in Research of Energetic Materials", Pardubice, Czech Republic, Proceedings, Part II, April 25-27, 2007, 541-545.
[8] R. Enbody, *Science and application of nanotubes*, Springer, 1999.
[9] R. S. Wagner, W. C. Ellis, *Vapour-liquid-solid mechanism of single crystal growth*, Applied Physics Letters, 4, 1964, 89.

M. SZALA

Combustion synthesis of hollow carbon fibers

Abstract. Mixtures of calcium carbide with different oxidizers, such as C_2Cl_6, C_6Cl_6, $(C_2F_4)_n$ and $(CF)_n$ were investigated. Reactions between these substrates in the presence of sodium azide are exothermic enough to proceed at a high temperature, self-sustaining regime. Combustion of the tested mixtures was performed in the presence of ferrocene (or without it) as a catalyst of nanostructures growth. Heat effects accompanying the reactions were measured and the solid reaction products were analyzed. SEM and TEM observation revealed presence of multi-walled carbon hollow fibers in combustion products of $CaC_2/C_2Cl_6/NaN_3/Fe(C_5H_5)_2$ mixture. Exfoliated graphite was observed in solid combustion products when $(CF)_n$ was an oxidizer. In others systems soot like morphology dominated.
Keywords: combustion synthesis, nanomaterials, carbon nanotubes, combustion
Universal Decimal Classification: 620.1, 536.46

Biuletyn WAT
Vol. LVIII, Nr 2, 2009

Analiza właściwości filtracyjnych filtrów powietrza silników samochodów sportowych

TADEUSZ DZIUBAK

Wojskowa Akademia Techniczna, Wydział Mechaniczny,
Instytut Pojazdów Mechanicznych i Transportu, 00-908 Warszawa, ul. S. Kaliskiego 2

Streszczenie. Przedstawiono analizę konstrukcji filtrów powietrza samochodów sportowych. Wykazano, że ich podstawową właściwością jest znacznie mniejszy niż tradycyjnych filtrów powietrza opór przepływu. Przeanalizowano skutki zastąpienia fabrycznego filtru powietrza silnika samochodu osobowego filtrem powietrza samochodu sportowego. Pokazano wpływ tej zamiany na moc i moment obrotowy silnika. Wykazano konieczność przeprowadzenia badań właściwości filtracyjnych filtrów powietrza samochodów sportowych. Opracowano metodykę badań laboratoryjnych filtru powietrza samochodu sportowego. Przedstawiono wyniki badań charakterystyk skuteczności i dokładności filtracji oraz oporów przepływu filtru sportowego w zależności od współczynnika chłonności pyłu k_m. Oceniono dokładność filtracji powietrza za pomocą licznika cząstek firmy Pamas.
Słowa kluczowe: pojazd mechaniczny, silnik spalinowy, filtr powietrza, skuteczność filtracji, dokładność filtracji, opór przepływu filtru, rozmiar ziaren pyłu
Symbole UKD: 621,432.001,5

1. Wstęp

Jednym z czynników mających wpływ na długość przebiegów międzynaprawczych współczesnych silników spalinowych pojazdów mechanicznych jest czystość powietrza zasysanego do cylindrów silnika. Decyduje o tym konstrukcja filtru, skład chemiczny i granulometryczny pyłu oraz jego stężenie w zasysanym powietrzu. Przedostające się wraz z powietrzem do silników tłokowych ziarna pyłu, wnikają w skojarzenia tribologiczne silnika niszcząc strukturę współpracujących tarciowo powierzchni. Na destrukcyjne działanie ziaren pyłu narażone jest głównie skojarzenie tłok-pierścienie tłokowe-cylinder (T-P-C). Efektem jego przyśpieszonego

zużycia jest spadek szczelności komory spalania, a w konsekwencji znaczne obniżenie mocy silnika. Największe zużycie elementów silnika powodują ziarna pyłu o rozmiarach 5÷35 μm [1-4, 11]. Dlatego też ziarna pyłu o rozmiarach powyżej 5 μm filtry powietrza powinny zatrzymywać z maksymalnie dużą (ponad 99,9%) skutecznością [1, 3, 5]. Zadanie to spełniają filtry z papierową przegrodą filtracyjną, która cechuje się dużą gęstością upakowania oraz ograniczoną chłonnością pyłową i wynikająca stąd wartością oporu dopuszczalnego Δp_{fdop}.

W czasie eksploatacji silnika, wskutek obładowania wkładu filtracyjnego pyłem następuje przyrost oporu przepływu filtru powietrza Δp_f. Z chwilą osiągnięcia przez filtr powietrza wartości Δp_{fdop} należy wykonać wymianę wkładu filtracyjnego, w przeciwnym wypadku następuje gwałtowny wzrost jego oporów przepływu Δp_f, który zmniejsza masowe natężenie przepływu powietrza doprowadzonego do wnętrza cylindrów silnika i powoduje spadek mocy i dynamiki pojazdu.

Przy ustalonej wartości oporu dopuszczalnego Δp_{fdop} wydłużenie przebiegu pojazdu można uzyskać poprzez stosowanie:

— wkładów filtracyjnych o większej powierzchni;
— materiałów o większych chłonnościach pyłu lub o mniejszych początkowych oporach przepływu.

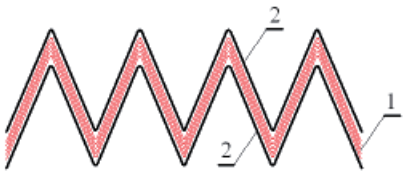
W ostatnich latach bardzo popularne stało się montowanie w samochodach osobowych filtrów powietrza stosowanych w pojazdach wyczynowych, zwanych „filtrami sportowymi" [6, 7]. Filtry te charakteryzują się przede wszystkim małymi oporami przepływu i długim (~1 600 000 km) okresem użytkowania ze względu na możliwość kilkakrotnej regeneracji [13, 14]. Z dostępnych danych wynika, że „filtry sportowe" zamontowane w miejsce filtru fabrycznego powodują z reguły wzrost moment i mocy silnika oraz przyspieszenie pojazdu. Skuteczność filtracji „filtrów sportowych" osiąga wartość 99,5%, a więc nieznacznie mniejszą niż filtry z tradycyjną przegrodą papierową. Brakuje jednak danych o dokładności filtracji „filtrów sportowych", a więc o parametrze, który obok skuteczności decyduje o zużyciu i trwałości silnika.

W opracowaniu przedstawiono metodykę oraz wyniki badań rozpoznawczych „filtru sportowego" w zakresie skuteczności i dokładności filtracji oraz oporów przepływu.

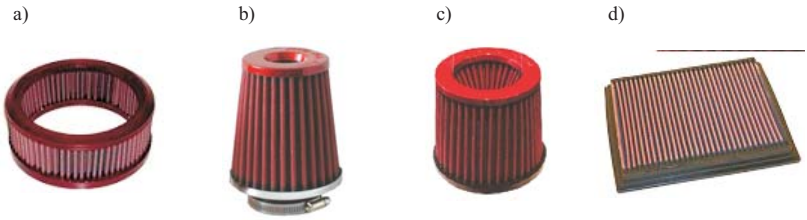
2. Konstrukcja sportowych filtrów powietrza

Filtr sportowy jest potocznym określeniem na niestandardowy filtr powietrza, wykonany w innej technologii niż klasyczne filtry papierowe. Materiałem filtracyjnym jest wielowarstwowa włóknina bawełniana lub bawełniano-syntetyczna nasączona specjalnym preparatem o konsystencji oleju silnikowego, co zwiększa skuteczność filtrowanego powietrza. Ułożona warstwowo włóknina jest zbrojona

siatką metalową z obu stron, celem wzmocnienia konstrukcji (rys. 1). Tak wykonane złoże filtracyjne jest plisowane, podobnie jak papier filtracyjny, z którego następnie formowane są elementy filtracyjne — filtry (rys. 2).



Rys. 1. Złoże filtracyjne filtru sportowego po plisowaniu: 1 — włóknina; 2 — siatka ochronna



Rys. 2. Filtry sportowe: a) wkład filtracyjny; b) element filtracyjny w kształcie stożka; c) element filtracyjny w kształcie cylindra z kontrstożkiem; d) panel

„Filtry sportowe" są kształtowane głównie w stożki ścięte lub walce (rys. 2), często ze stożkiem wewnętrznym — kontrstożkiem, czyli konfuzorem (rys. 2c), co zwiększa powierzchnię filtracyjną. Konstrukcja warstwy filtracyjnej pozwala na jej okresową regenerację polegającą na myciu i nasączanie jej specjalnym olejem.

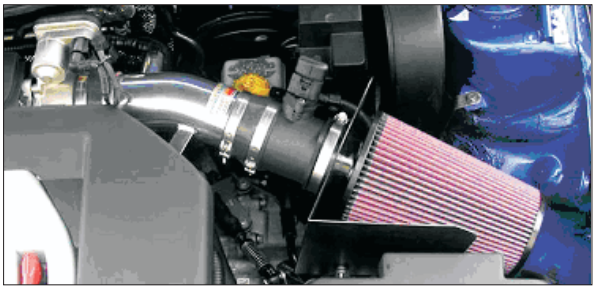
„Filtry sportowe" wykonuje się w dwóch wersjach:

— jako wkład pierścieniowy (rys. 2a) lub wkład panelowy (rys. 2d), pozwalający na zamontowanie go do obudowy oryginalnego filtra powietrza w miejsce fabrycznego wkładu filtracyjnego,
— jako elementy filtracyjne w kształcie stożka lub cylindra (rys. 2b, 2c), montowane na przedłużonym przewodzie elastycznym do układu dolotowego silnika, po uprzednim wymontowaniu oryginalnego filtra powietrza.

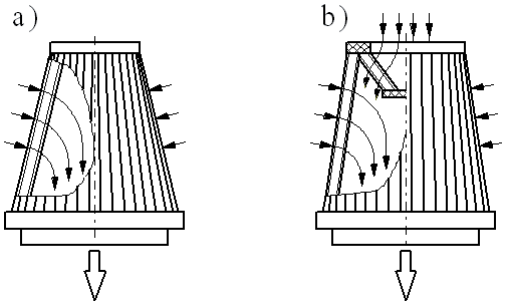
Zamocowanie w samochodzie „filtru sportowego" wymaga odizolowania go od silnika specjalną osłoną celem zabezpieczenia przed zasysaniem gorącego powietrza (rys. 3).

Podstawową funkcją filtrów sportowych jest zmniejszenie oporów przepływu w układzie dolotowym silnika. Znaczne obniżenie oporów przepływu uzyskuje się po zamontowaniu elementów filtracyjnych w kształcie stożka lub cylindra w miejsce oryginalnego filtra powietrza. Wyeliminowanie obudowy filtru powoduje, że napływ powietrza do elementu filtracyjnego jest wtedy bezpośrednio z otoczenia

całą powierzchnią przegrody filtracyjnej, a nie wąskim króćcem jak w przypadku oryginalnych filtrów. Element filtracyjny w kształcie stożka pozwala wyeliminować zawirowania wewnątrz filtru i ukierunkować przepływ strumienia powietrza (rys. 4).



Rys. 3. Montaż „filtru sportowego" w samochodzie



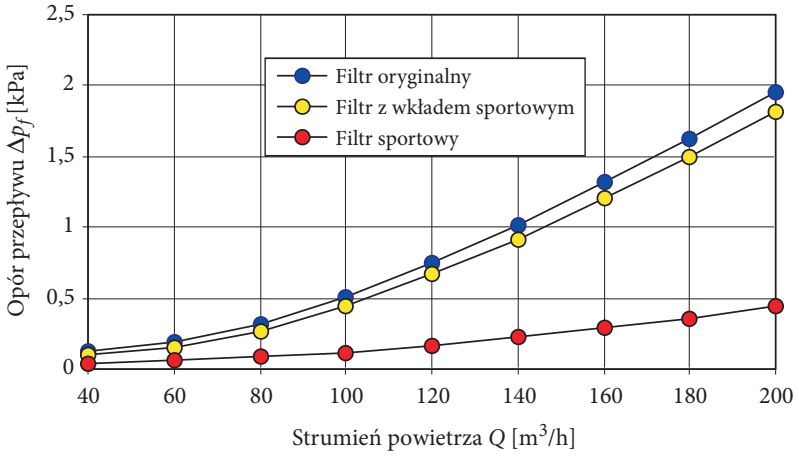
Rys. 4. Schemat przepływu powietrza przez „filtr sportowy": a) stożkowy; b) stożkowy z kontrstożkiem

Na rysunku 5 przedstawiono wyniki pomiarów charakterystyk $\Delta p_f = f(Q)$ filtru powietrza samochodu osobowego:

— z wkładem filtracyjnym fabrycznym,
— z wkładem filtracyjnym sportowym zamontowanym do obudowy filtru fabrycznego,
— „filtru sportowego" stożkowego zamontowanego w miejsce filtru fabrycznego.

Wraz ze wzrostem strumienia powietrza Q następuje wzrost oporów przepływu Δp_f badanych wariantów układów zasilania powietrzem silnika, co jest zgodne z informacjami podawanymi w literaturze. Filtr powietrza z wkładem filtracyjnym fabrycznym osiąga najwyższe opory przepływu. Dla $Q_{max} = 200$ m^3/h opór tego filtru ma wartość $\Delta p_f = 1{,}952$ kPa. Ten sam filtr powietrza, lecz z wkładem „sportowym" dla tych samych warunków przepływu osiąga opory przepływu tylko 5% mniejsze.

Natomiast „filtr sportowy" stożkowy ma w całym zakresie badawczego strumienia Q, opory przepływu czterokrotnie niższe niż kompletny filtr z wkładem fabrycznym.



Rys. 5. Charakterystyki $\Delta p_f = f(Q)$ różnych filtrów powietrza wlotowego silnika samochodu osobowego

3. Analiza wpływu zastosowania w samochodzie osobowym filtru powietrza samochodu sportowego

Zamontowanie filtru sportowego w miejsce filtru fabrycznego zwykle przynosi zauważalne efekty w postaci wzrostu mocy i przyspieszenia pojazdu. Potwierdzają to nieliczne badania eksperymentalne silników pojazdów osobowych. Przedstawione w tabeli 1 wyniki badań silników samochodów osobowych wskazują, że w układach zasilania, których oryginalny filtr zastąpiono filtrem sportowym BMC, przyrost procentowy mocy maksymalnej N_{emax} oraz maksymalnego momentu obrotowego M_{omax} jest inny w każdym z badanych pojazdów i zawiera się odpowiednio w zakresach 3,6÷6,5% i 2,2÷8,4% [13]. Ponadto przyrost momentu nie jest proporcjonalny do przyrostu mocy (rys. 6).

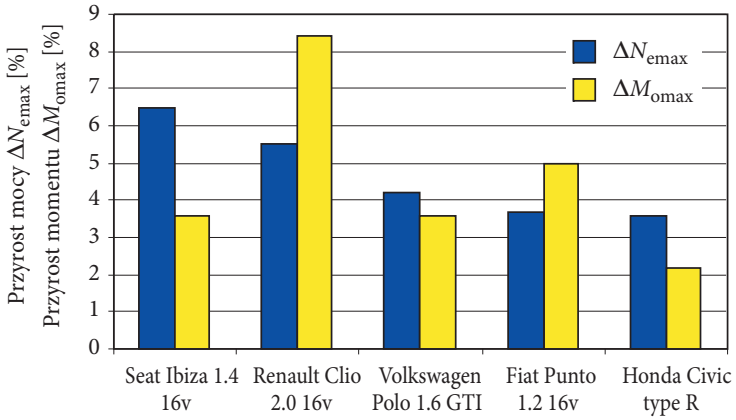
Efekty zastosowania wkładu filtru sportowego JR do filtracji powietrza wlotowego silników samochodów osobowych przedstawiono w tabeli 2 [7]. Wkład filtru sportowego dopasowany kształtem do fabrycznej obudowy filtra montowano w dwóch samochodach osobowych: Skoda Octavia RS z silnikiem 1.8 T o ZI oraz Seat Leon z silnikiem 1.9 TDI o ZS.

Po zamontowaniu filtru sportowego JR uzyskano w obydwu pojazdach nieznaczny (0,9÷1) przyrost mocy maksymalnej N_{emax}. Jednocześnie wartość maksymalnego momentu obrotowego M_{omax} obniżyła się o około 1% dla silnika 1.8 T i o 2% dla silnika 1.9 TDI.

Tabela 1

Procentowe przyrosty mocy i momentu obrotowego silnika przy zastosowaniu wkładu sportowego BMC [13]

Lp.	Marka pojazdu	Przyrost mocy maksymalnej silnika ΔN_{emax} [%]	Prędkość obrotowa silnika n_N [obr./min]	Przyrost maksymalnego momentu obrotowego silnika ΔM_{omax} [%]	Prędkość obrotowa silnika n_M [obr./min]
1	Seat Ibiza 1.4 16v	6,5	6000	3,6	4600
2	Renault Clio 2.0 16v	5,5	6400	8,4	5600
3	Volkswagen Polo 1.6 GTI	4,2	6800	3,6	3600
4	Fiat Punto 1.2 16v	3,7	5400	5	4100
5	Honda Civic type R	3,6	7900	2,2	6400



Rys. 6. Procentowe przyrosty mocy maksymalnej N_{emax} silnika i maksymalnego M_{omax} momentu obrotowego silnika po zastąpieniu filtru fabrycznego filtrem sportowym

W tabeli 3 przedstawiono wyniki badań dwóch egzemplarzy pojazdu Alfa Romeo 156 (każdy z innym silnikiem: 1.9 JTD o ZS Sportwagon oraz 2.0 TS o ZI Sportwagon), w czasie, których wkład fabryczny (oryginalny) filtru powietrza zastąpiono najpierw wkładem sportowym, a później filtr powietrza silnika 2.0 TS (o ZI) zastąpiono stożkowym filtrem sportowym BMC. Zarejestrowany wzrost mocy badanych silników 1.9 JTD (o ZS) i 2.0 TS (o ZI) jest znaczny i wynosi odpowiednio 5,1% i 1,3% mocy maksymalnej N_{emax} tabela 3 [6].

Tabela 2

Zmiany mocy N_{emax} i momentu M_{omax} silnika 1.8T samochodu Skoda Octavia RS oraz silnika 1.9TDI samochodu Seat Leon [7]

Parametr	Seat Leon 1.9 TDI (ZS)		Skoda Octavia 1.8T (ZI)	
	filtr fabryczny	filtr JR	filtr fabryczny	filtr JR
Moc N_{emax}[kW] Przy n = n_N [obr./min]	113,9/3800	115/3900	133,6/6100	134,8/5600
Przyrost mocy silnika ΔN_{emax} [%]	1,0		0,9	
Moment obrotowy M_{omax} [Nm] przy n = n_M [obr./min]	350,7/2700	343,5/2700	255,1/3500	252,2/3500
Przyrost momentu obrotowego ΔM_{omax} [%]	–2,0		–1,1	

Tabela 3

Zmiany mocy N_{emax} i momentu M_{omax} silnika 1.9 JTD samochodu Alfa Romeo 156 oraz silnika 2.0 TS samochodu Sportwagon [6]

Parametr	Alfa Romeo 156 1.9 JTD		Alfa Romeo 156 2.0 TS		
	filtr fabryczny	wkład BMC	filtr fabryczny	wkład BMC	stożek BMC
Moc N_{emax} [kW] przy n = n_N [obr./min]	100,1/4100	105,2/4200	102,7/6750	104/6700	106,4/6400
Przyrost mocy silnika ΔN_{emax} [%]	5,1		1,3		3,6
Moment M_{omax} [Nm] przy n = n_M [obr./min]	364,5/2200	333/2200	180,8/3850	177,9/4400	183,9/3300
Przyrost momentu silnika ΔM_{omax} [%]	–8,5		–1,6		1,7

W obydwu silnikach po zamontowaniu wkładu BMC obniżyła się wartość momentu obrotowego. W przypadku silnika Alfa Romeo 156 1.9 JTD aż o 8,5% momentu maksymalnego. Natomiast po zamontowaniu bezpośrednio na kolektor dolotowy silnika 2.0 TS filtra sportowego stożkowego BMC nastąpił przyrost momentu obrotowego o 1,7%. Czas osiągania określonej prędkości jazdy uległ skróceniu odpowiednio: dla silnika 1.9 JTD z wkładem BMC o 4% oraz dla silnika 2.0 TS z wkładem BMC o 2% i z filtrem stożkowym BMC o 5%.

Z powyższej analizy wynika, że zastosowanie filtru powietrza o mniejszym oporze przepływu, a tym samym o większej przepustowości powoduje, że do cylindrów silnika wpływa dodatkowa masa powietrza. Zwiększenie masy powietrza doprowadzonego do cylindra silnika pociąga za sobą zwiększenie masy dostarczanego paliwa, celem utrzymania składu stechiometrycznego mieszanki. W efekcie wzrasta moc silnika. Jak wynika z przeprowadzonej analizy nie dla każdego silnika. Układ dolotowy współcześnie produkowanych silników jest skonstruowany tak, aby zapewnić osiąganie maksymalnej mocy. Średnice i długości przewodów dolotowych oraz wylotowych, a także filtr powietrza silnika, są tak dobierane, aby przy wykorzystaniu zjawisk falowych uzyskać doładowanie dynamiczne silnika. Polega ono na wywołaniu rezonansu pomiędzy wymuszającymi wahaniami ciśnienia, a częstością drgań własnych słupa gazów zawartych w przewodach. Charakterystyczną cechą tego sposobu doładowania jest to, że zjawisko rezonansu zachodzi w wąskim zakresie prędkości obrotowej, najczęściej w zakresie prędkości odpowiadającej maksymalnemu momentowi obrotowemu n_M [8, 12]. Ingerencja w tak precyzyjnie dobrany układ dolotowy poprzez zmianę jego parametrów, polegająca na zmianie filtru powietrza, długości przewodu dolotowego w przypadku montowania filtru sportowego, może doprowadzić do zaniku efektu doładowania rezonansowego, a w konsekwencji do przesunięcia maksymalnego momentu obrotowego silnika w zakres innych prędkości obrotowych. W rezultacie zastąpienie filtru powietrza z fabrycznego filtrem sportowym oprócz nieznacznego wzrostu mocy silnika i momentu obrotowego nie przynosi spodziewanych korzyści w postaci wyczuwalnego przez kierowcę wzrostu przyspieszenia pojazdu.

Silniki samochodów sportowych konstruowane są w taki sposób, aby maksymalną moc osiągały przy wysokich prędkościach obrotowych n_N, dochodzących do 11 000 obr./min [7]. Dlatego celowym jest stosowanie w układach zasilania tych silników filtrów, które charakteryzują się niskimi oporami przepływu w zakresie dużych wartości strumienia powietrza. Z kolei silniki samochodów osobowych przystosowane są do pracy przy niższych prędkościach obrotowych n_N, nie przekraczających 6000 obr./min [12].

Z powyższych danych nie wynika jak zmienia się zużycie paliwa, po zmianie filtru fabrycznego na sportowy. Zwiększenie masy paliwa dostarczanego do zwiększonej masy powietrza celem utrzymania składu stechiometrycznego mieszanki w silniku powoduje wzrost godzinowego zużycia paliwa, o czym firmy produkujące filtry sportowe celowo nie wspominają ze względów marketingowych. Dostępne dane nie zawierają też wartości dokładności filtracji materiału, z którego wykonuje się filtry sportowe. Dlatego też nie można ocenić, czy zmiana filtru fabrycznego na „sportowy" wpłynie na zmianę trwałości silnika. Nie podaje się też wartości oporu przepływu filtru powietrza fabrycznego ani sportowego, co nie pozwala przeprowadzić pełnej analizy wpływu zastosowania filtru powietrza samochodu sportowego w samochodzie osobowym.

Koniecznym jest, więc przeprowadzenie badań eksperymentalnych „sportowych filtrów powietrza", w zakresie skuteczności i dokładności filtracji oraz oporów przepływu, które pozwolą ocenić czy słuszne jest ich stosowanie jako zamienników filtrów powietrza samochodów osobowych.

4. Cel i zakres badań

Celem badań było rozpoznanie właściwości filtracyjnych filtru sportowego w zakresie skuteczności, dokładności i oporów przepływu poprzez wykonanie jego podstawowych charakterystyk:

- skuteczności filtracji $\varphi_f = f(k_m)$ i oporu przepływu $\Delta p_f = f(k_m)$ w funkcji współczynnika chłonności k_m materiału filtracyjnego „filtru sportowego",
- składu granulometrycznego ziaren pyłu w powietrzu za filtrem,
- dokładności filtracji $d_{zmax} = f(k_m)$ — rozmiar maksymalnych ziaren pyłu w powietrzu za filtrem w funkcji współczynnika chłonności pyłu k_m.

Przedmiotem badań był filtr sportowy firmy K&N (numer serii F021D4) o kształcie ściętego stożka (rys. 7).

Rys. 7. Badany filtr powietrza firmy K&N samochodu sportowego

Materiałem filtracyjnym filtru jest włóknina naturalno-syntetyczna, ułożona warstwowo i wzmocniona siatką metalową od strony napływu i wypływu powietrza. Tak wykonany materiał filtracyjny jest ułożony w 34 plisy o wysokości h = 15 mm, co zapewnia pole powierzchni czynnej materiału filtracyjnego A_{cz} = 0,0518 m^2. Górną podstawę filtru stanowi chromowana pokrywa o średnicy zewnętrznej 51 mm. W dolnej podstawie filtru o średnicy zewnętrznej równej 92 mm znajduje się króciec wylotowy oczyszczonego powietrza o średnicy wewnętrznej równej 54 mm, który służy jednocześnie do montażu filtru na przewodzie kolektora dolotowego silnika.

Badany filtr powietrza stosowany jest do filtracji powietrza w silniku o pojemności skokowej V_{ss} = 0,9 dm^3 samochodu Seicento Citymatic. Strumień powietrza przepływający przez filtr, a wynikający z zapotrzebowania powietrza przez silnik (określony według zasad i zależności podanych w [10]) przy prędkości obrotowej n_{min} = 1000 obr./min i n_{max} = 5700 obr./min przyjmuje odpowiednio wartości: Q_{min} = 30 m^3/h i Q_{max} = 140 m^3/h.

Prędkość filtracji v_F dla badanego filtru sportowego o powierzchni materiału filtracyjnego A_{cz} = 0,0518 m² obliczona z poniższej zależności przyjmuje wartości w zakresie v_F = 0,16÷0,75 m/s.

$$v_F = \frac{Q_{\min,(\max)}}{3600 \cdot A_{cz}} \quad [\mathrm{m/s}]. \tag{1}$$

5. Metodyka i warunki badań

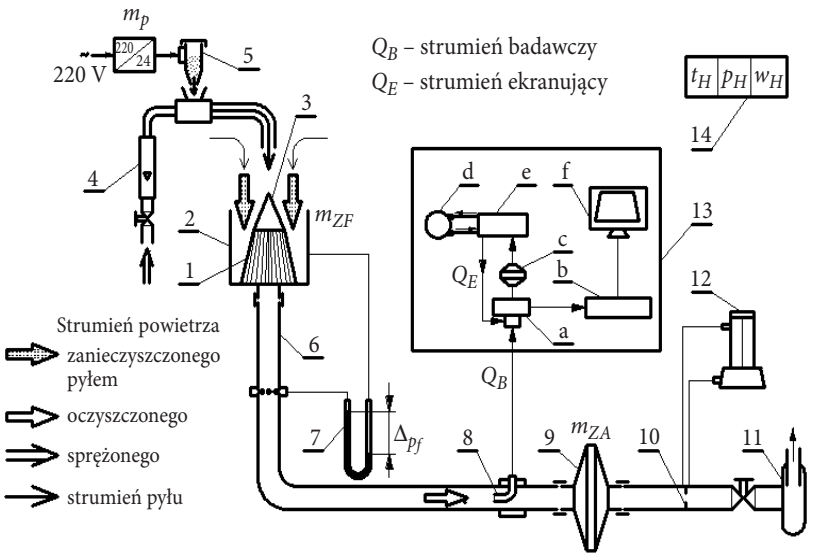
Badania przeprowadzono na typowym stanowisku przepływowym (rys. 8), które umożliwia wykonywanie podstawowych charakterystyk: skuteczności i dokładności filtracji oraz oporu przepływu wkładów filtracyjnych w zakresie strumienia powietrza 40÷300 m^3/h oraz dla stężenia zapylenia do 1 g/m^3.

Stanowisko wyposażone jest w licznik cząstek stałych *Pamas-2132* z sensorem HCB-LD-2A-2000-1 rejestrujący w strumieniu przepływającego powietrza Q (za filtrem) liczbę i rozmiar ziaren pyłu z zakresu 0,7÷100 μm w i = 32 przedziałach pomiarowych, będących zakresami ograniczonymi średnicami ($d_{zi\,min} \div d_{zi\,max}$). Pył testowy dozowany jest do komory pyłowej, gdzie następuje jego zmieszanie z powietrzem wlotowym, które zasysane jest przez znajdujący się tam badany filtr.

W odpowiedniej odległości za badanym filtrem umieszczona jest centralnie w osi przewodu końcówka sondy pomiarowej, którą następuje zasysanie powietrza do sensora licznika cząstek *Pamas-2132*. Przewód pomiarowy zakończony jest specjalnym filtrem, który zabezpiecza przed przedostawaniem się pyłu do rotametru, a jednocześnie jest filtrem mierniczym służącym do wyznaczenia masy pyłu m_{ZA} przepuszczonego przez filtr, a w konsekwencji do określenia skuteczności filtracji filtru φ_f.

Z chwilą włączenia pompy próżniowej, końcówką sondy pomiarowej następuje zasysanie aerozolu w postaci strumienia badawczego o stałej wartości Q_B = 170 dm^3/h. Na wejściu do sensora strumień Q_B łączy się ze strumieniem ekranującym Q_E będącym strumieniem czystego powietrza o stałej wartości 1000 dm^3/h. W sensorze następuje analiza przepływającego strumienia przy wykorzystaniu zjawiska rozpraszania wiązki promieniowania laserowego o długości fali 680 nm.

Podczas badań stosowano cykl badawczy, w którym zaprogramowano pięć zliczeń ziaren pyłu z zakresu 0,7÷39,9 μm, który podzielono na 28 jednakowych przedziałów pomiarowych ograniczonych średnicami ($d_{zi\,min} \div d_{zi\,max}$) ze skokiem,



Rys. 8. Schemat funkcjonalny stanowiska do badań filtrów powietrza: 1 — filtr; 2 — komora pyłowa; 3 — stożek ochronny; 4 — rotametr; 5 — dozownik pyłu; 6 — przewód pomiarowy; 7 — manometr typu U — rurka; 8 — sonda pomiarowa; 9 — filtr absolutny; 10 — kryza pomiarowa; 11 — wentylator ssawny; 12 — mikromanometr; 13 — licznik cząstek Pamas (a — sensor, b — mikroprocesor, c — filtr strumienia badawczego, d — pompa próżniowa, e — blok kontroli przepływu, f — panel odczytowy); 14 — zestaw do pomiaru ciśnienia, wilgotności i temperatury powietrza otoczenia

co $\Delta d_{zi} = 0{,}8$ μm (0,7÷1,1 μm; 1,1÷1,5 μm; 1,5÷1,9 μm; …; 11,1÷11,5 μm), 3 jednakowe przedziały pomiaru średnic ($d_{zi\ min} \div d_{zi\ max}$) ze skokiem, co $\Delta d_{zi} = 6$ μm i jeden przedział $\Delta d_{zi} = 10$ μm.

Badania prowadzono w cyklach badawczych wynikających z czasu t_{pom} równomiernego dozowania pyłu do filtru. W trakcie trwania cyklu badawczego, w chwili $t_{cz} = ½\ t_{pom}$, uruchamiano w liczniku cząstek procedurę pomiaru liczby i rozmiarów ziaren pyłu w powietrzu za filtrem.

Po każdym cyklu badawczym *j* określano:

1. Opór przepływu Δp_f filtru — jako spadek ciśnienia statycznego przed i za filtrem na podstawie zmierzonej (po zakończeniu dozowania pyłu) wysokości Δh_m na manometrze wodnym typu U-rurka wykorzystując zależność:

$$\Delta p_f = \frac{\Delta h_m}{1000}(\rho_m - \rho_H)g \quad \text{[Pa]}, \tag{2}$$

gdzie: ρ_m — gęstość cieczy manometrycznej (H_2O) w temperaturze pomiaru t_H;
ρ_H — gęstość powietrza atmosferycznego;
g — lokalne przyspieszenie ziemskie.

2. Skuteczność filtracji filtru (zgodnie z [10]) — jako iloraz masy pyłu m_{ZF} zatrzymanego przez filtr oraz masy pyłu m_D wprowadzonego do filtru na podstawie zależności:

$$\varphi_f = \frac{m_{ZF}}{m_D} = \frac{m_{ZF}}{m_{ZF} + m_{ZA}} \cdot 100\%, \tag{3}$$

gdzie: m_{ZA} — masa pyłu zatrzymanego przez filtr absolutny przewodu głównego.

3. Współczynnik chłonności k_m badanego materiału filtracyjnego:

$$k_{mj} = \frac{\sum_{j=1}^{n} m_{ZFj}}{A_{cz}} \quad [\mathrm{g/m^2}], \tag{4}$$

gdzie: m_{ZFj} — masa pyłu zatrzymanego przez filtr w kolejnym cyklu badawczym.

4. Liczbę N_{zi} ziaren pyłu w strumieniu powietrza za filtrem (przepuszczanych przez materiał filtracyjny) w przedziałach pomiarowych ograniczonych średnicami ($d_{zi\,min} \div d_{zi\,max}$).
5. Dokładność filtracji — jako największy rozmiar ziarna pyłu $d_{zj} = d_{z\,max}$ w strumieniu powietrza za filtrem.
6. Udział procentowy poszczególnych frakcji ziaren pyłu w powietrzu za filtrem dla danego cyklu badawczego:

$$U_{zi} = \frac{N_{zi}}{N_z} = \frac{N_{zi}}{\sum_{i=1}^{32} N_{zi}} 100\%, \tag{5}$$

gdzie: $N_z = \sum_{i=1}^{32} N_{zi}$ — całkowita liczba ziaren pyłu przepuszczona przez filtr (ze wszystkich przedziałów pomiarowych) w cyklu badawczym.

Badania przeprowadzono dla wartości strumienia powietrza przepływającego przez filtr Q_M = 85 $\mathrm{m^3/h}$ (v_F = 0,46 m/s), która odpowiada zapotrzebowaniu powietrza przez silnik samochodu Seicento Citymatic, przy prędkości obrotowej silnika n_M = 3500 obr./min.

Zgodnie z normą PN-ISO 5011 [10] przyjęto stężenie pyłu w powietrzu zasysanym do filtra na poziomie s = 0,25 $\mathrm{g/m^3}$. Rzeczywiste stężenie pyłu określano każdorazowo po przeprowadzonym cyklu badawczym.

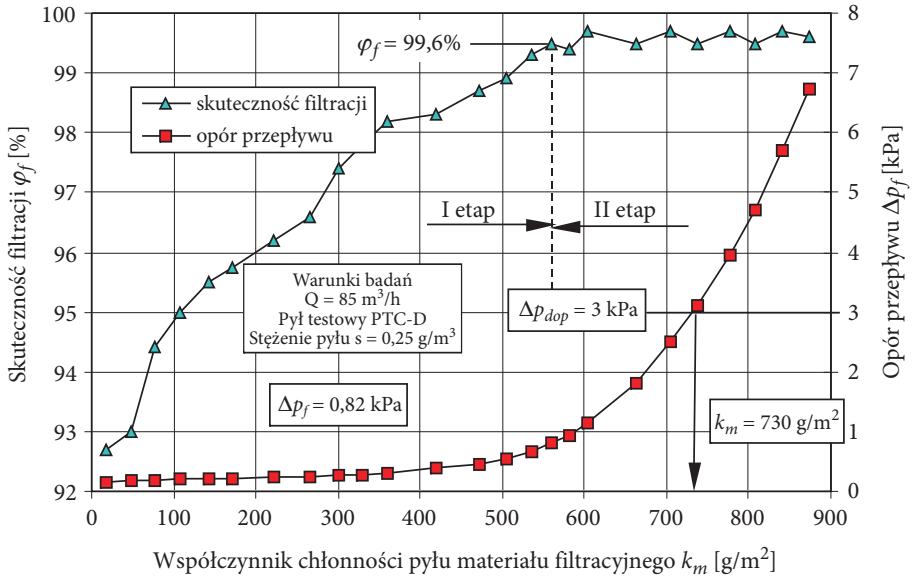
Do badań stosowano pył testowy PTC-D, będący krajowym zamiennikiem pyłu AC Fine, którego skład chemiczny i granulometryczny podano w [5, 10].

6. Analiza wyników badań

Wyniki badań i obliczeń skuteczności filtracji, oporu przepływu i dokładności badanego „filtru sportowego" przedstawiono na rysunkach 9÷11. Wraz ze wzrostem masy pyłu zatrzymanego na filtrze, a tym samym wraz ze wzrostem współczynnika k_m skuteczność filtracji φ_f i opór przepływu Δp_f przyjmują coraz większe wartości (rys. 9).

Pracę badanego „filtru sportowego" można podzielić umownie na dwa etapy (rys. 9). W pierwszym etapie pracy (I) wraz ze wzrostem masy pyłu zatrzymanej na filtrze następuje systematyczny wzrost skuteczności filtracji od wartości $\varphi_f = 92{,}7\%$ do $\varphi_f = 99{,}6\%$. W tym czasie opór przepływu Δp_f badanego filtru rośnie nieznacznie od wartości początkowej $\Delta p_{f0} = 0{,}15$ kPa (opór czystego filtru), do wartości $\Delta p_f = 0{,}82$ kPa. W drugim etapie pracy (II) filtru skuteczność filtracji φ_f stabilizuje się i przyjmuje wartości z zakresu $\varphi_f = 99{,}5 \div 99{,}7\%$, natomiast opór przepływu Δp_f gwałtownie rośnie i w końcowym etapie badań ($k_m = 873$ g/m²) osiąga wartość $\Delta p_f = 6{,}7$ kPa.

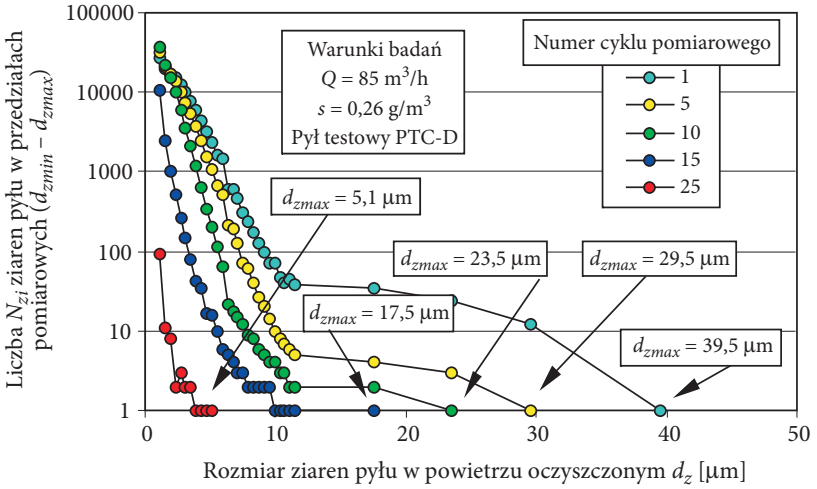
Z danych literaturowych wynika, że wkład filtru powietrza samochodu osobowego wymienia się z chwilą, gdy osiągnie on opór przepływu $\Delta p_{fdop} = 3$ kPa [2, 3, 5]. Z rysunku 9 wynika, że nastąpić to może, gdy filtr osiągnie wartość $k_m = 730$ g/m². Oznacza to, że część (ponad 75%) czasu pracy silnika przypada na okres, gdy filtr



Rys. 9. Charakterystyka skuteczności filtracji $\varphi_f = f(k_m)$ i oporu przepływu $\Delta p_f = f(k_m)$ w funkcji współczynnika chłonności k_m badanego „filtru sportowego"

osiąga skuteczności φ_f znacznie poniżej wartości wymaganych, co nie jest bez wpływu na zużycie elementów i trwałość silnika.

Liczbę ziaren pyłu znajdujących się w powietrzu za badanym filtrem (przepuszczanych przez materiał filtracyjny) zarejestrowanych w ustalonych przedziałach pomiarowych przedstawiono na rysunku 10.

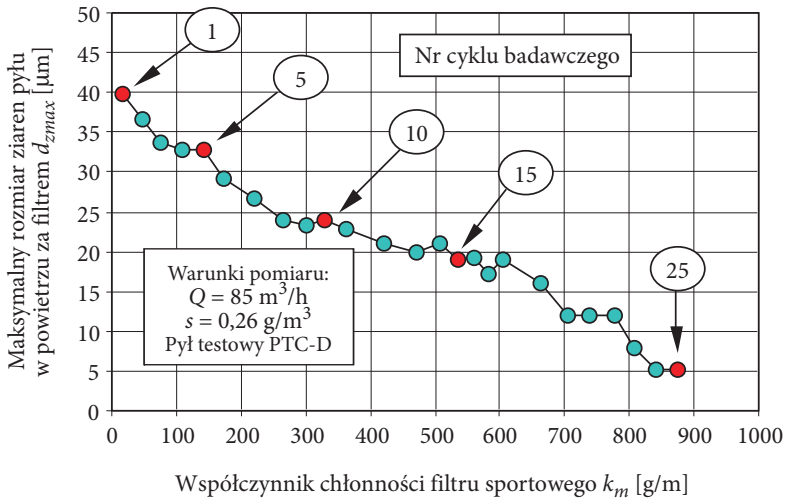


Rys. 10. Całkowita liczba ziaren przepuszczanych przez materiał filtracyjny badanego „filtru sportowego"

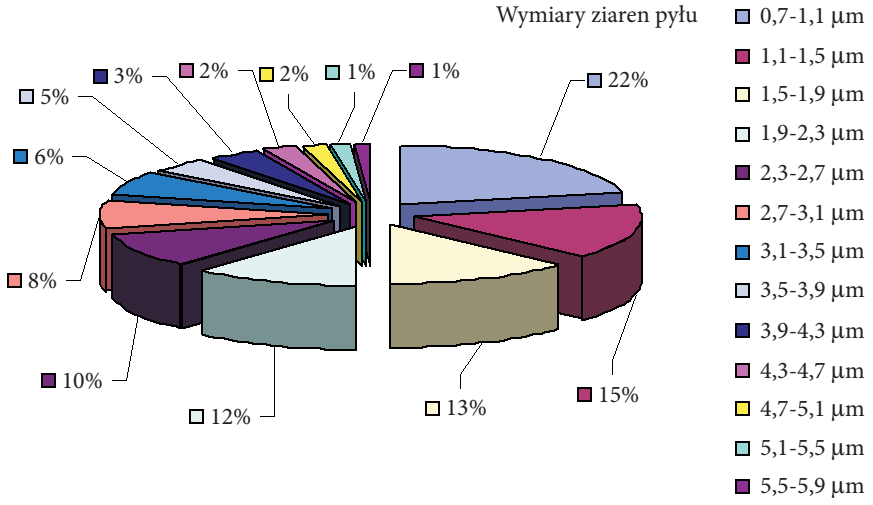
Dla każdego cyklu badawczego (stała wartość strumienia powietrza) liczba N_z ziaren pyłu, która się znajduje w powietrzu oczyszczonym (za filtrem), maleje wraz ze wzrostem rozmiaru ziaren d_z aż do ich całkowitego zaniku. Znajdujące się w ostatnim przedziale wymiarowym pojedyncze ziarno ma największy rozmiar $d_{zj} = d_{zmax}$ (rys. 10) i wyraża dokładność filtracji w cyklu badawczym j. Po pierwszym cyklu badawczym $j = 1$ największy rozmiar ziarna pyłu ma wartość d_{zmax} = 39,5 µm.

W następnych cyklach badawczych (wraz z zwiększaniem się masy pyłu zatrzymanej na filtrze) w strumieniu powietrza oczyszczonego przez „filtr sportowy" liczba N_{zi} ziaren pyłu z tego samego przedziału wymiarowego (rys. 10) oraz rozmiar ziarna d_{zmax} (rys. 11) przyjmują coraz mniejsze wartości. W ostatnim (nr 25) cyklu badawczym znajdujące się w strumieniu powietrza oczyszczonego ziarna pyłu nie przekraczają wartości d_{zmax} = 5,1 µm. Malejąca w strumieniu powietrza oczyszczonego liczba ziaren pyłu oraz zmniejszające się rozmiary ziaren powodują, że skuteczność filtracji przyjmuje wartości coraz większe (rys. 9), co jest zgodne z ogólną teorią filtracji.

Skład granulometryczny pyłu znajdującego się w powietrzu oczyszczonym przez filtr samochodu sportowego w czasie cyklu badawczego nr 1 przedstawia rysunek 12. Wraz ze zmniejszaniem się rozmiarów ziaren pyłu ich udział liczbowy U_z w ogólnej

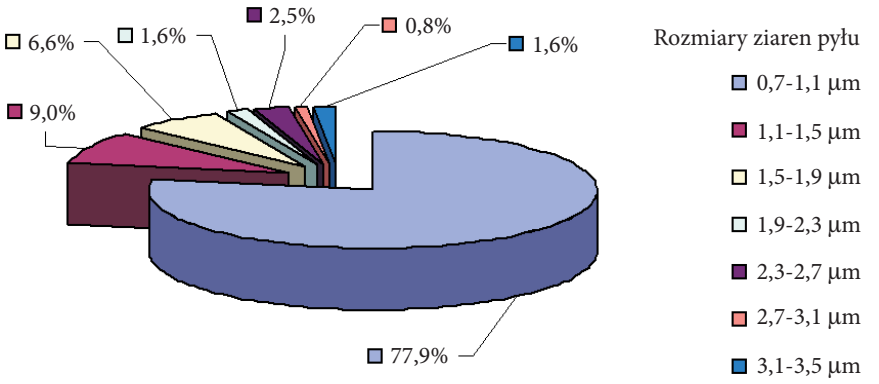


Rys. 11. Maksymalny rozmiar ziaren pyłu w powietrzu za wkładem filtracyjnym w zależności od współczynnika chłonności k_m



Rys. 12. Skład granulometryczny pyłu w powietrzu za „filtrem sportowym" w czasie cyklu badawczego nr 1

liczbie N_z ziaren jest coraz większy i dla przedziału pomiarowego ograniczonego średnicami 0,7÷1,1 µm ma wartość U_z = 22%. W następnych cyklach badawczych następuje wyraźny wzrost udziałów U_{zi} ziaren pyłu z zakresu 0,7÷1,1 µm i spadek udziałów U_{zi} ziaren większych rozmiarów, co wynika ze wzrastającej efektywności filtracji materiału badanego filtru sportowego.



Rys. 13. Skład granulometryczny pyłu w powietrzu za „filtrem sportowym" w czasie cyklu badawczego nr 25

W ostatnim (nr 25) cyklu badawczym udział liczbowy U_i w ogólnej liczbie N ziaren z przedziału pomiarowego ograniczonego średnicami 0,7÷1,1 µm ma wartość U_z = 77,9%.

7. Podsumowanie

Wraz ze wzrostem masy pyłu m_{ZF} zatrzymanego na filtrze sportowym (wzrost współczynnika chłonności k_m filtru) następuje wzrost oporu przepływu oraz skuteczności filtracji (od φ_f = 92,7%), co jest zgodne z informacjami literaturowymi, przy czym czas pracy filtru do chwili uzyskania maksymalnej i wymaganej wartości skuteczność filtracji (φ_f = 99,6%) stanowi ponad 75% całkowitego czasu pracy badanego filtru, wynikającego z chwili uzyskania wartości oporu dopuszczalnego Δp_{fdop} = 3 kPa. Do chwili uzyskania przez filtr wartości Δp_{fdop} = 3 kPa w powietrzu oczyszczonym znajdują się ziarna pyłu o rozmiarach z zakresu d_{zmax} = 12÷39 µm, a więc bardzo niebezpiecznych dla dwóch współpracujących powierzchni, co może być przyczyną przyspieszonego zużycia i obniżenia trwałości silnika. Wynika z tego, że badany filtr sportowy nie zapewnia wymaganej, w stosunku do powietrza wlotowego silników, dokładności filtracji ziaren pyłu powyżej 5 µm i nie powinien być stosowany do filtracji powietrza silników samochodów osobowych.

Maksymalną skuteczność filtracji równą φ_f = 99,7%, filtr uzyskuje w ostatnim, krótkim okresie pracy przy gwałtownie wzrastających oporach przepływu Δp_f, niedopuszczalnych dla prawidłowej pracy silnika pojazdu ze względu na spadek mocy.

Celowe byłoby potwierdzenie przeprowadzonych badań na większej liczbie filtrów sportowych i dla innych wartości prędkości filtracji i stężenia zapylenia.

Artykuł wpłynął do redakcji 3.07.2008 r. Zweryfikowaną wersję po recenzji otrzymano w sierpniu 2008 r.

LITERATURA

[1] K. Baczewski, M. Hebda, *Filtracja płynów eksploatacyjnych*, MCNEMT, Radom, 1992.

[2] *Diesel Engine Air Filtration*, Materiały informacyjne firmy PALL Corporation, 2004.

[3] M. Durst, G. Klein, N. Moser, *Filtracja w pojazdach silnikowych*, Die Bibliothek der Technik, Niemcy, 2005.

[4] T. Dziubak, *Problemy filtracji powietrza zasysanego do spalinowych silników pojazdów mechanicznych*, Biul. WAT, 55, 3, 643, 2006.

[5] T. Dziubak, *Metodyka badań charakterystyk papierów filtracyjnych do filtru powietrza pojazdu eksploatowanego w warunkach dużego zapylenia powietrza*, ZEM PAN, 4, 136, 2003.

[6] GT, *Tuning, car audio, samochody sportowe*, nr 43, maj 2002.

[7] GT, *Tuning, car audio, samochody sportowe*, nr 45, wrzesień 2002.

[8] J. Mysłowski, J. Kołtun, *Elastyczność tłokowych silników spalinowych*, WNT, Warszawa, 2000.

[9] J. Nagy, *Filtrowanie a żywotność silnika*, Silniki Spalinowe, nr 3, 1973.

[10] PN-ISO 5011, *Filtry powietrza do silników spalinowych i sprężarek. Badanie działania*, PKNM, 1994.

[11] S. Szczeciński i in., *Turbinowe napędy samochodów*, WKŁ, Warszawa, 1974.

[12] J. A. Wajand, J. T. Wajand, *Tłokowe silniki spalinowe średnio i szybkoobrotowe*, WNT, Warszawa, 2005.

[13] www.*bmcairfilters*.com.

[14] www.*K&Nfilters*.com.

T. DZIUBAK

Analysis of filtration propriety air filters in a sports car engine

Abstract. The analysis of construction of air filters of sports cars was introduced. It was showed that their basic propriety is considerably smaller flow drag than this of traditional air filters. The results of replacement of a factory air filter of a personal car engine by an air filter of sports car were analysed. Influence of this exchange on power and rotatory moment of an engine was showed. The necessity of investigations on propriety of filtration filters of air sports cars was showed. A methodology of laboratory tests of air filters of sports car was prepared. There are presented the research results of filtration efficiency and thoroughness characteristics and flow drag characteristics of sports filter as a function of the dust absorptiveness coefficient k_m. Air filtration thoroughness was evaluated by using a particle counter of the Pamas firm.

Keywords: vehicle, engine combustion, air filter, filtration efficiency, thoroughness, air filter flow drag, size of dust particles

Universal Decimal Classification: 621,432.001,5

Biuletyn WAT
Vol. LVIII, Nr 2, 2009

Zastosowanie matryc o różnej geometrii w wyciskaniu kompozytów warstwowych

IRENA NOWOTYŃSKA

Politechnika Rzeszowska, Zakład Informatyki w Zarządzaniu,
35-959 Rzeszów, ul. Powstańców Warszawy 8

Streszczenie. W pracy zaprezentowano wyniki badań eksperymentalnych dotyczących plastycznego płynięcia dwóch różnych materiałów o układzie rdzeń-powłoka w procesie wyciskania. Przeanalizowano wpływ wybranych parametrów geometrycznych matrycy na plastyczne płynięcie kompozytów warstwowych podczas procesu wyciskania. Stosując różne udziały objętościowe składników w materiale wsadowym w jednoczesnym odkształceniu różnych materiałów, wykorzystano metaliczne materiały modelowe: ołów miękki, twardy stop ołowiu oraz komplet matryc. Na podstawie analizy zdeformowanej siatki, objętości stref plastycznych, siły wyciskania i rozkładu względnych prędkości cząstek w obszarze otworu matrycy zaproponowano najlepszą geometrię matrycy dla danego kompozytu warstwowego, biorąc pod uwagę m.in. względnie małą strefę plastyczną, bardziej jednorodne odkształcenie i stosunkowo małą siłę wyciskania. Opierając się na pomiarach siły podczas wyciskania przez matryce płaskie oraz wypukłe określono zależność maksymalnej jej wartości od kąta matrycy. Wykazano, że istnieje optymalna wartość kąta matrycy wypukłej, dla którego wartość siły wyciskania jest najmniejsza, co może stanowić kryterium wyboru najlepszej geometrii matrycy podczas wyciskania.
Słowa kluczowe: przeróbka plastyczna, wyciskanie, kompozyty warstwowe, matryca płaska, matryca wypukła
Symbole UKD: 621.71

1. Wstęp

We współczesnej technice obserwuje się ciągły wzrost zainteresowania nowymi materiałami, wynikający z rosnących wymagań w zakresie m.in. odporności na działanie agresywnego środowiska czy zmiennych warunków obciążenia. Wymagane, podwyższone właściwości wyrobu mogą być osiągnięte np. przez zastosowanie odpowiedniego materiału kompozytowego. W przeciwieństwie

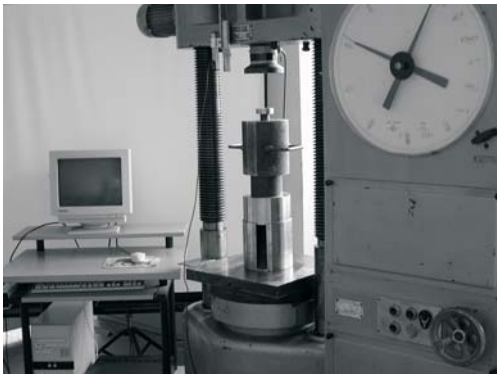
do czystych metali i stopów materiały takie łączą właściwości różnych komponentów i stanowią nowe materiały o rozszerzonym spektrum właściwości. Najprostszą formą kompozytów warstwowych są materiały dwuskładnikowe wykonywane jako blachy, rury, pręty itp. Do ich produkcji stosuje się głównie metody przeróbki plastycznej, szczególnie procesy wyciskania, które oferują najkorzystniejsze warunki odkształcenia plastycznego materiału, tj. dominujący ściskający stan naprężeń, możliwość dużej zmiany kształtu w jednej operacji oraz możliwość wpływania na strefę plastycznego odkształcenia poprzez zmianę kształtu matrycy. W przypadku jednoczesnego wyciskania materiałów o różnych naprężeniach uplastyczniających i różnych typach płynięcia, geometria matrycy nabiera szczególnego znaczenia [1-4].

W procesach wyciskania materiałów monometalicznych najczęściej wykorzystywane są matryce stożkowe oraz płaskie. Te ostatnie, jako najprostsze i podstawowe, stosuje się m.in. do wyciskania wielootworowego czy do analizy konfiguracji stref martwych i stref plastycznych, aby można było wnioskować o określonym (optymalnym) kącie matrycy. Matryce stożkowe wprawdzie umożliwiają dopasowanie kształtu narzędzia do kształtu strefy plastycznej, obniżając opory płynięcia i zmniejszając siłę wyciskania, ale nie zawsze eliminują tworzenie się stref martwych. Ponadto w przypadku wyciskania aluminium i jego stopów pojawia się tendencja do naklejania się wyciskanego materiału na powierzchnię roboczą matrycy. Bardzo korzystne efekty w regulowaniu płynięcia materiałów monometalicznych osiągnięto przy zastosowaniu tzw. matryc wypukłych, których cechą charakterystyczną jest to, że kąt pomiędzy tworzącą stożka roboczego matrycy a osią wyciskania jest większy od 90° [5-7]. Podczas wyciskania stopów aluminium oraz technicznie czystego aluminium z wykorzystaniem matryc stożkowych, matrycy płaskiej oraz matryc wypukłych zaobserwowano zwiększenie się kąta ścinania wraz ze zwiększeniem kąta matrycy, szczególnie widoczne dla kątów 105-120° [5]. Na podstawie badań modelowych procesu wyciskania ołowiu z dwoma współczynnikami wydłużenia stwierdzono, że w przypadku małych współczynników wydłużenia ($\lambda < 5$) wraz ze wzrostem kąta matrycy maksymalny nacisk jednostkowy wyciskania maleje [6]. Kształt matrycy ma znaczący wpływ na poprawę jakości powierzchni wyciskanego wyrobu. Wprowadzenie matrycy wypukłej o kącie stożka roboczego $\alpha = 93°$ w miejsce matrycy płaskiej pozwoliło uzyskać wyrób wolny od pęknięć [7]. Otrzymane wyniki wskazują na możliwość wykorzystania tego efektu w wyciskaniu kompozytów warstwowych.

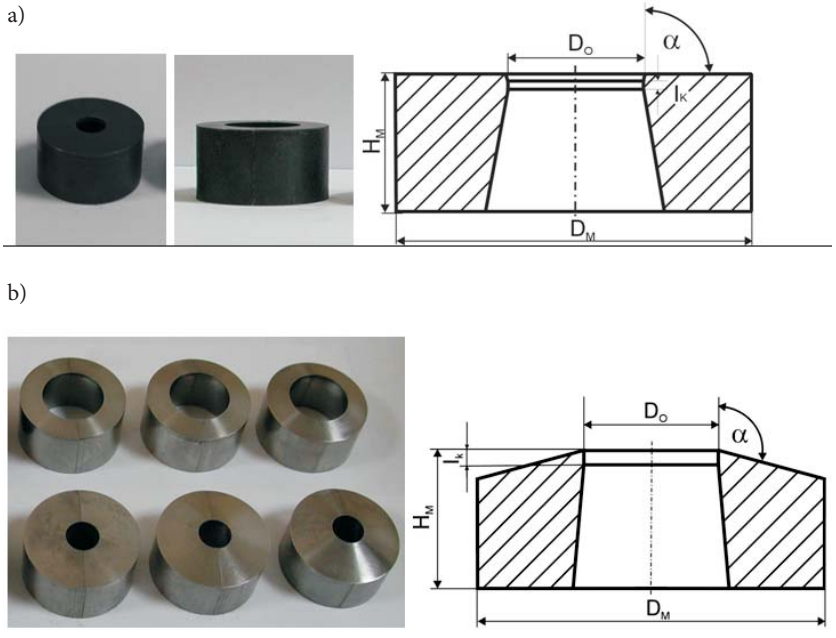
Celem niniejszej pracy jest określenie wpływu wybranych parametrów geometrycznych matrycy na efekt plastycznego płynięcia kompozytu dwuwarstwowego w procesie współbieżnego wyciskania.

2. Badania eksperymentalne

Próby współbieżnego wyciskania przeprowadzone zostały na stanowisku badawczym zaopatrzonym w układ pomiarowo-rejestrujący (rys. 1). Do przeprowadzenia prób wyciskania zastosowano komplet matryc. W tabeli 1 zestawiono wartości podstawowych parametrów matryc, których schemat przedstawiono na rysunku 2.



Rys. 1. Stanowisko badawcze do prób wyciskania



Rys. 2. Widok oraz przekrój wzdłużny matryc użytych w badaniach: a) matryca płaska; b) matryca wypukła

Tabela 1

Podstawowe wymiary matryc użytych w próbach wyciskania

Parametr	Wartość
Kąt stożka roboczego matrycy α, stopień	90; 95; 100; 105
Średnica matrycy $D_{M,}$ mm	36
Wysokość matrycy $H_{M,}$ mm	20
Średnica otworu matrycy $D_{O,}$ mm	20,78; 10,39
Długość paska kalibrującego l_K, mm	2

Badania współbieżnego procesu wyciskania kompozytów metalowych przeprowadzono na próbkach dwuwarstwowych w postaci rdzenia z koncentryczną powłoką. W wyciskaniu użyto wsadu w układzie: rdzeń twardy (OT3)–powłoka miękka (Pb1). Aby określić wpływ udziału objętościowego rdzenia na sposób płynięcia kompozytu, badania przeprowadzono dla trzech udziałów objętościowych rdzenia w kompozycie (rys. 3). Wybrane cechy materiałów użytych w badaniach zostały podane w tabeli 2, natomiast parametry prób wyciskania podano w tabeli 3.

Rys. 3. Schemat przekroju wzdłużnego wsadu do wyciskania z różnym udziałem objętościowym rdzenia

Tabela 2

Wybrane cechy materiałów użytych w badaniach

Materiał	Skład chemiczny [%]	R_e [MPa]	Twardość Brinella HB
Ołów miękki Pb1	99,98 Pb; 0,002 Ag; 0,001As; 0,001Sb; 0,001Sn; 0,002Cu; 0,002Fe; 0,001Zn; 0,005Bi	5	5,3
Ołów twardy OT3	2,5-3,5 Sb; 0,015As; 0,04Cu; 0,012Fe; 0,01Bi	10	8,7

Tabela 3

Parametry prób wyciskania

Parametr	Materiał złożony rdzeń–powłoka
Średnica wsadu, mm	36
Długość wsadu, mm	72
Temperatura wyciskania, °C	20
Współczynnik wydłużenia, $\lambda = (R^2/r^2)$	3;12
Prędkość wyciskania, mm/s	1

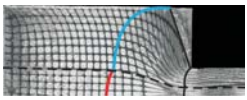
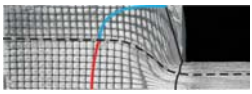
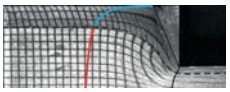
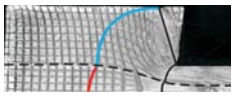
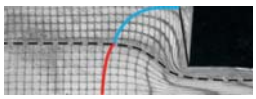
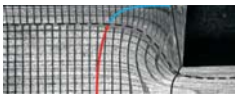
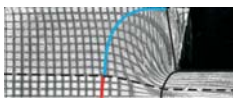
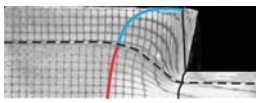
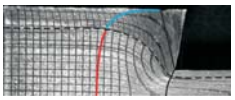
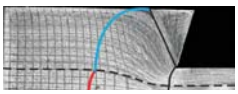
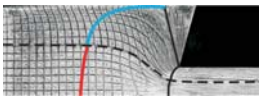
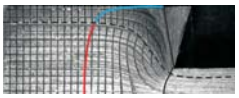
Przed przystąpieniem do procesu wyciskania próbki cięto wzdłuż osi. Na jedną z połówek nanoszono siatkę kwadratową o boku 1,5 mm, a następnie składano połówki próbek i wyciskano. Taki sposób przygotowania próbek umożliwił po procesie m.in. identyfikację strefy odkształcenia. Wyciskanie przeprowadzano do połowy długości próbek, co zapewniało osiągnięcie stanu ustalonego płynięcia.

3. Wyniki badań i analiza

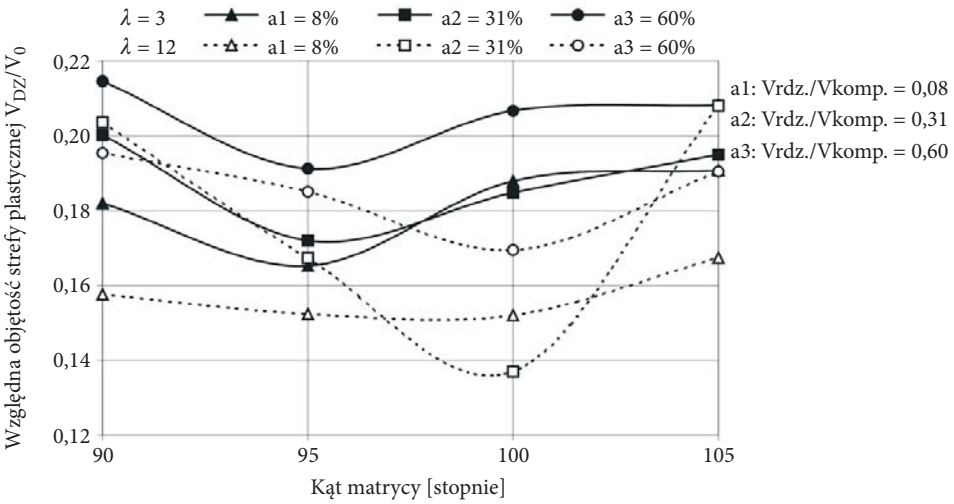
Przykładowe obrazy zdeformowanych siatek z zaznaczonymi strefami odkształcenia rdzenia i powłoki na częściowo wyciśniętych próbkach zamieszczono na rysunku 4. Na podstawie obserwacji zdjęć zniekształconych siatek można zauważyć zmianę kształtu i wielkości stref plastycznych rdzenia i powłoki w zależności od kąta matrycy. Wyciskanie przez matryce wypukłe ujawnia występowanie efektu płynięcia promieniowego głównie materiału powłoki, co może wspomagać lepsze połączenie składników w strefie plastycznej, bardziej korzystny schemat płynięcia czy też lepsze wyrównywanie prędkości cząstek w obszarze otworu matrycy. Obrazy zniekształconych siatek umożliwiają także wyznaczenie zależności objętości stref odkształcenia rdzenia i powłoki od kąta matrycy dla różnych udziałów objętościowych rdzenia w kompozycie.

Wprowadzenie dwóch różnych materiałów do jednej strefy odkształcenia plastycznego powoduje jej ukształtowanie zależnie od cech tych materiałów oraz od parametrów procesu wyciskania. Na podstawie wspomnianych obrazów zniekształconych siatek oraz z wykorzystaniem własnego specjalistycznego oprogramowania dokonano obliczeń objętości stref odkształcenia. Wyniki tych obliczeń pokazano na rysunku 5.

Jak pokazały wyniki, na objętość strefy plastycznej ma znaczny wpływ geometria matrycy (rys. 5). W przypadku wyciskania kompozytu ze współczynnikiem wydłużenia $\lambda = 3$ można zauważyć najmniejszą wartość objętości strefy dla matrycy

Kąt Matrycy	λ = 12		
	Vrdz./Vkomp. = 0,08	Vrdz./Vkomp. = 0,31	Vrdz./Vkomp. = 0,60
Matryca płaska α = 90°			
Matryca wypukła α = 95°			
Matryca wypukła α = 100°			
Matryca wypukła α = 105°			

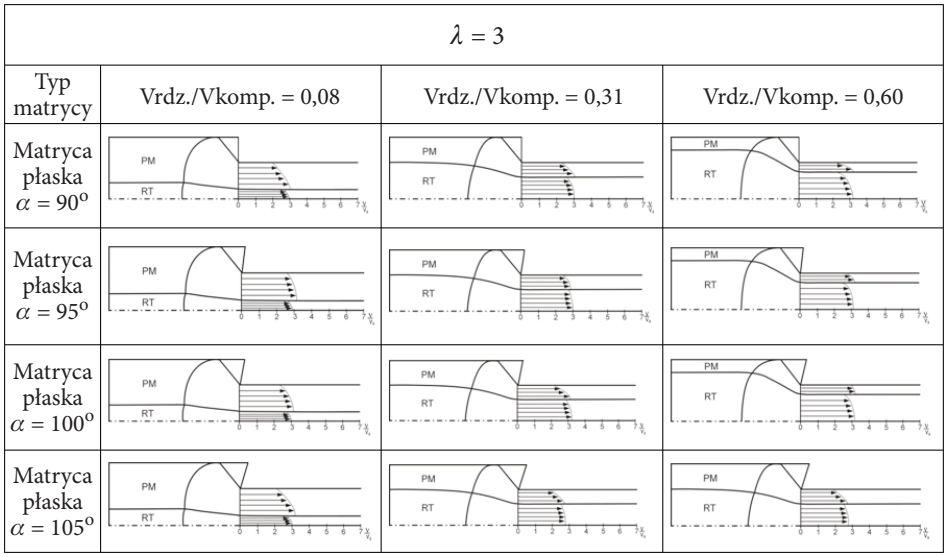
Rys. 4. Zniekształcenie siatki na przekroju wzdłużnym częściowo wyciśniętego wsadu oraz strefy odkształcenia, współczynnik wydłużenia: $\lambda = 12$



Rys. 5. Zależność względnej objętości strefy plastycznej od kąta matrycy

o kącie stożka równym $\alpha = 95^{\circ}$. Wyciskanie kompozytu warstwowego ze współczynnikiem wydłużenia $\lambda = 12$ zwiększa zróżnicowanie w wartościach objętości w zależności od zastosowanej matrycy i osiąga wartość najmniejszą przy wyciskaniu przez matrycę wypukłą z $\alpha = 100^{\circ}$.

Istotnym zagadnieniem w procesie wyciskania metali, a w szczególności jednoczesnym odkształceniu dwóch różnych metali jest równomierność ich prędkości na przekroju wyciskanego materiału. Różna prędkość warstw wewnętrznych i zewnętrznych w materiałach przyczynia się do nierównomierności właściwości na przekroju gotowego wyrobu, a dodatkowo w przypadku kompozytów warstwowych może prowadzić do braku połączenia składników lub ich pękania. Na podstawie otrzymanych obrazów płynięcia dokonano rozkładu względnej prędkości cząstek materiału rdzenia oraz materiału powłoki w zależności od zastosowanej geometrii matrycy (rys. 6).

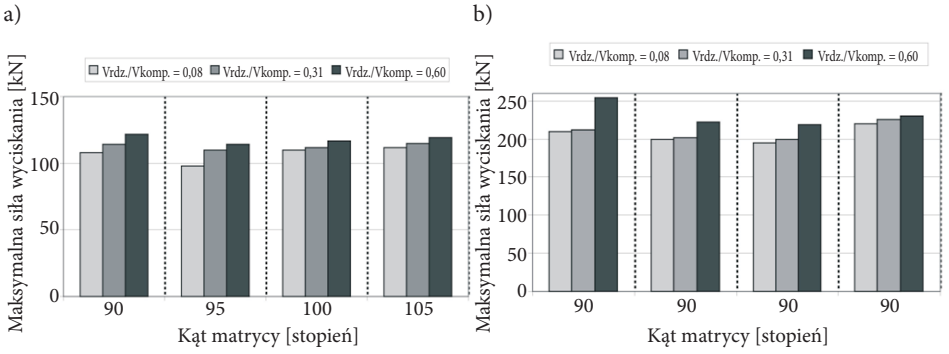


Rys. 6. Rozkład względnych prędkości cząstek w obszarze oczka matrycy podczas wyciskania kompozytu przez matryce o różnej geometrii

Jak wynika z rysunku 6, geometria matrycy wywiera istotny wpływ na rozkład prędkości cząstek w otworze matrycy. Większe różnice w prędkościach cząstek występują podczas wyciskania z zastosowaniem matrycy płaskiej w porównaniu z określonymi matrycami wypukłymi. Analiza odkształcenia tego typu materiałów z zastosowaniem konwencjonalnych matryc tu: płaskich oraz proponowanych matryc wypukłych pozwala na stwierdzenie, że najbardziej korzystnym z punktu widzenia bardziej równomiernego wypływu cząstek w odpowiednich warstwach jest wyciskanie przez matryce wypukłe o odpowiednio dobranym kącie stożka roboczego. Analizując efekty wyciskania z użyciem różnych matryc można wykazać, że zastosowanie matrycy wypukłej o kącie stożka z przedziału $\alpha = 95\text{-}100^{\circ}$ powoduje zmniejszenie różnicy w prędkościach cząstek, jak i zmniejszenie prędkości dopływu

do otworu matrycy. Sugeruje to, że zwiększenie kąta stożka roboczego powyżej 90° spowalnia wypływanie warstw kompozytu, szczególnie materiału powłoki, przyczyniając się m.in. do lepszego połączenia składników kompozytu.

Rejestracja siły wyciskania oraz przemieszczenia stempla podczas procesu wyciskania a następnie określenie wartości maksymalnej siły wyciskania zależnie od geometrii zastosowanej matrycy pokazały zróżnicowanie jej wartości w zależności od kąta matrycy. Wyciskanie kompozytu warstwowego ze współczynnikiem wydłużenia $\lambda = 3$ powodowało pojawienie się wartości minimalnej siły w przypadku wyciskania przez matrycę wypukłą o kącie stożka roboczego równego $\alpha = 95°$ (rys. 7a). Przechodząc ze współczynnika wydłużenia $\lambda = 3$ na $\lambda = 12$ wartość minimalna „przesuwa się" w kierunku matrycy o większym kącie roboczym, tj. $\alpha = 100°$ (rys. 7b). Można zatem przyjąć, że istnieje pewien optymalny kąt matrycy dla danego kompozytu warstwowego, dla którego uzyskuje się najniższą siłę w procesie wyciskania. Jak pokazały wyniki przeprowadzonych badań eksperymentalnych najkorzystniejsze staje się wyciskanie przez matryce wypukłe o kątach stożka roboczego z zakresu 95-100° (w badanym zakresie współczynników wydłużenia od $\lambda = 3$ do $\lambda = 12$).



Rys. 7. Zależność maksymalnej siły wyciskania od kąta matrycy, współczynnik wydłużenia: a) $\lambda = 3$; b) $\lambda = 12$

Odnotowane w trakcie badań zmiany siły wyciskania związane są z objętością strefy odkształcenia jaka tworzy się wewnątrz wyciskanego kompozytu. Zmniejszenie jej objętości powoduje obniżenie wartości siły wyciskania. Z kolei objętość strefy odkształcenia związana jest z kątem nachylenia strefy martwej.

Jak pokazują wyniki na rysunkach 4 i 5 większy kąt nachylenia strefy martwej prowadzi do zmniejszenia objętości strefy odkształcenia potwierdzając jednocześnie korzystny promieniowy sposób płynięcia metalu dla matryc wypukłych.

4. Podsumowanie

Dobór odpowiedniego kąta zależy od rodzaju wyciskanych materiałów złożonych i wymaga dostosowania do niego optymalnej wielkości ze względu na efekt wyrównywania prędkości płynięcia cząstek oraz minimalizację siły wyciskania. Zastosowanie matryc wypukłych o dobranych do rodzaju wyciskanego materiału parametrach geometrycznych może prowadzić do bardziej jednorodnego płynięcia warstw kompozytu.

Wykazano efekt zmiany kształtu i wielkości stref odkształcenia w zależności od kąta matrycy wypukłej. Dla kąta rozwarcia stożka roboczego matrycy większego niż 90° można zaobserwować tendencję płynięcia materiału powłoki w kierunku promieniowym. Taki sposób zachowania się materiału powłoki może spowodować lepsze wyrównywanie prędkości cząstek w obszarze rdzenia i powłoki w otworze matrycy. Zmiana współczynnika wydłużenia pociąga za sobą zmianę objętości strefy plastycznej. Przy większym współczynniku wydłużenia i mniejszym udziale objętościowym rdzenia najlepsze efekty daje zastosowanie matrycy o kącie z przedziału $\alpha = (95\text{-}100^{\circ})$.

Artykuł wpłynął do redakcji 4.07.2008 r. Zweryfikowaną wersję po recenzji otrzymano we wrześniu 2008 r.

LITERATURA

[1] K. Laue, H. Stenger, *Extrusion*, American Society for Metals, Metals Park, Ohio, 1981.

[2] H. Tokuno, K. Ikeda, *Analysis of deformation in the extrusion of composite rods*, J. Mat. Proc. Tech., 26, 1991, 323-335.

[3] R. Sliwa, *Plastic zones in extrusion of metal composites*, J. Mat. Proc. Tech., 67, 1997, 29-35.

[4] H. Yeong-Maw, H. Te-Fu, *An investigation into the plastic deformation behavior within a conical die during composite rod extrusion*, J. Mat. Proc. Tech., 121, 2002, 226-233.

[5] R. Dragutinowic, J. Zasadziński, *Flow of aluminium alloys during extrusion through the dies of various geometry*, Proceedings of the Sixth International Symposium on Plasticity and Resistance to Metal Deformation, Herceg-Novi, 1989,107-110.

[6] J. Zasadziński, W. Libura, *Wyciskanie metali przez matryce wypukłe*, Mat. Konf., Przeróbka Plastyczna '93, Komitet Metalurgii PAN, Sekcja Przeróbki Plastycznej, Krynica, 1993, 175-183.

[7] W. Libura, J. Zasadziński, W. Z. Misiolek, *Metal flow control in extrusion*, Mat. Konf. International Congress on Metalurgy and Materials Technology, Sao Paulo, Brazylia, 6, 1994, 231-238.

I. NOWOTYŃSKA

Application of different geometry dies in extrusion of layered composites

Abstract. Material flow during the extrusion strongly depends on the die design. Choice of the adequate die geometry gives the possibility of controlling plastic flow of material under condition of plastic deformation.

Experimental studies of metal flow in the co-extrusion of two different materials of core-sleeve system have been presented in this work. The influence of various parameters of the die on the flow pattern during extrusion of layered composite material has been analyzed.
Using different volume ratios of a hard core-soft sleeve in final effect of simultaneous deformation of layered composite model materials: soft lead, hard lead alloy, and set of dies have been used. Basing on the analysis of the grid distortion, volume of the deformation zones, extrusion load and relative velocity distribution in the plastic zone and orifice region, the best convex die geometry in comparison with others has been proposed. It can be selected taking into account relatively small plastic zone, more uniform deformation and relatively small extrusion load. Possible indication of the range of the die angles for given properties of the components of the composite and process parameters have been presented. Based on the experimental study of the extrusion load using flat and convex dies, the dependence of maximal load on the angle of the die have been determined. One can observe that there exists an optimal value of the convex die angle minimizing a value of the extrusion load, what can be a criterion for looking for the adequate shape of the extrusion die.
Keywords: forming process, extrusion, composite materials, flat die, convex die
Universal Decimal Classification: 621.71

Biuletyn WAT
Vol. LVIII, Nr 2, 2009

Analiza porównawcza osiągów turbinowych silników odrzutowych samolotów bojowych obecnie użytkowanych w RP

ADAM KOZAKIEWICZ

Wojskowa Akademia Techniczna, Wydział Mechatroniki, Instytut Techniki Lotniczej,
00-908 Warszawa, ul. S. Kaliskiego 2

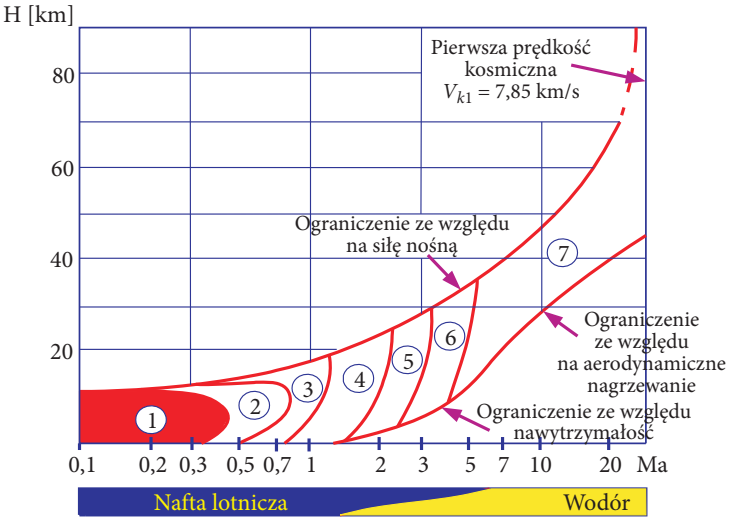
Streszczenie. Artykuł przedstawia analizę osiągów zespołów napędowych samolotów wielozadaniowych, obejmuje ona między innymi współczynniki strat samolotów jedno- i dwusilnikowych. Dokonano oceny silników eksploatowanych w Siłach Powietrznych RP na samolotach F-16C, MiG-29 i Su-22. Wykonano obliczenia charakterystyki obrotowej silnika RD-33 i uzyskano charakterystyki ciągu silnika, jednostkowego zużycia paliwa, temperatury przed turbiną i stopnia podziału masowego natężenia w funkcji prędkości obrotowej wirnika wysokiego ciśnienia. Przedstawiono również obliczoną charakterystykę prędkościowo-wysokościową, która jest istotna z punktu możliwości wykonywania zadań przez każdy samolot — w tym szczególnie samoloty wielozadaniowe.
Słowa kluczowe: turbinowe silniki odrzutowe, efektywność dopalacza, charakterystyka obrotowa silnika
Symbole UKD: 621,45

1. Wstęp

Zespół napędowy samolotu bojowego stanowi silnik odrzutowy oraz szereg urządzeń i agregatów, które winny zapewnić odpowiedni ciąg niezbędny do wykonywania lotu i zadań samolotu. Podstawowym elementem tego zespołu jest silnik. Od lat pięćdziesiątych podstawowym silnikiem wykorzystywanym w samolotach bojowych jest turbinowy silnik odrzutowy, który w pierwszym okresie był jednowirnikowy jednoprzepływowy, a obecnie jest to silnik z zasady dwuwirnikowy dwuprzepływowy. Wprowadzenie silników turbinowych związane było z potrzebą uzyskiwania dużych prędkości i wysokości lotu, co przedstawia rysunek 1.

Przy wyborze konkretnego silnika (zespołu napędowego) do samolotu bojowego winno brać się pod uwagę jego następujące charakterystyki i cechy:

— charakterystyki obrotowe, a zwłaszcza prędkościowe i wysokościowe;
— niezawodność i podatność eksploatacyjną;
— odporność na uszkodzenia i zniszczenie;
— ekonomiczność (koszty zakupu i eksploatacji oraz zużycie paliwa, od którego zależy przede wszystkim zasięg samolotu).

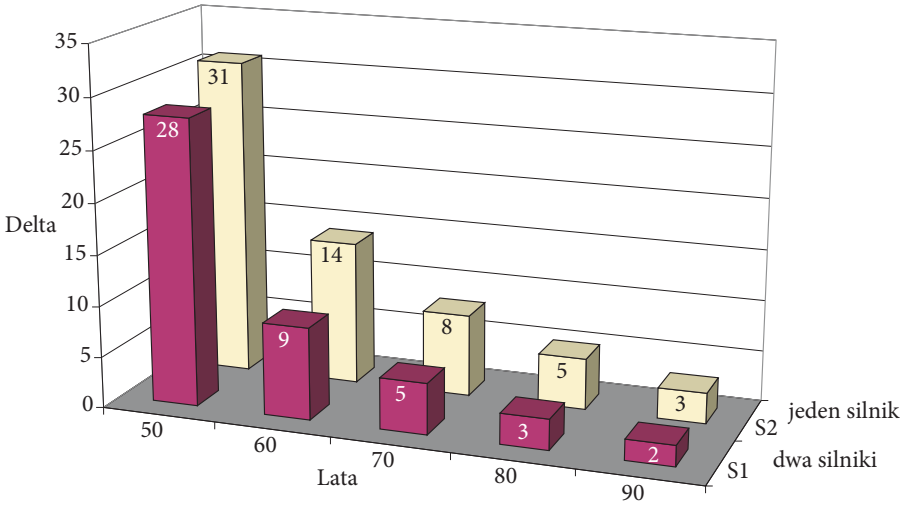


1 – silniki turbinowe śmigłowcowe i wspomagające;
2 – turbinowe silniki śmigłowe;
3 – jedno- i dwuprzepływowe turbinowe silniki odrzutowe;
4 – dwuprzepływowe turbinowe silniki odrzutowe z dopalaczem;
5 – jednoprzepływowe turbinowe silniki odrzutowe z dopalaczem;
6 – układy mieszane turbo-strumieniowe;
7 – hiperdźwiękowe silniki strumieniowe.

Rys. 1. Obszary zastosowań silników turbinowych śmigłowych i odrzutowych [8]

Oprócz tych podstawowych wymogów istnieje jeszcze jeden bardzo ważny problem konstrukcyjny do rozwiązania w przypadku bojowych samolotów wielozadaniowych (jest to także ważny problem dla każdego rodzaju samolotów), czy układ zespołu napędowego ma być jednosilnikowy czy dwusilnikowy. Przez ostatnie pięćdziesiąt lat układy konstrukcyjne jednosilnikowe i dwusilnikowe dla samolotów typu wielozadaniowego, które powstały są ilościowo porównywalne. Część biur konstrukcyjnych preferuje zespoły dwusilnikowe np. Eurofighter, Suchoj (Su-35), McDonell Douglas (F-18), Dassault (Rafale), a część jednosilnikowe SAAB (JAS 39 Gripen). Niektóre, jak Lockhed Martin, budują samoloty w obu konfiguracjach

(F-16, F-22). Argumenty o przydatności każdego z nich dostarczała eksploatacja w warunkach pokojowych ale również konflikty zbrojne (rys. 2). Na bardzo negatywną opinię o zespołach napędowych jednosilnikowych miał wpływ poziom niezawodności samolotu firmy Lockheed F-104 wyposażony w silniki General Electric J79, gdzie współczynnik utracenia samolotów wynosił 27,2 na 100 tysięcy godzin lotu (w tym 10 ze względu na silnik). Z drugiej strony w czasie konfliktu wietnamskiego samoloty dwusilnikowe jak Douglas F-4 Phantom oraz Grumman A-6 były częściej strącane aniżeli A-4 Skyhawk, A-7 Corsair i F-105 Thunderchief. Można przypuszczać, że było to konsekwencją wielkości samolotu (łatwość trafienia) i rodzaju zadań wykonywanych (na niskim pułapie) przez ten typ samolotu.



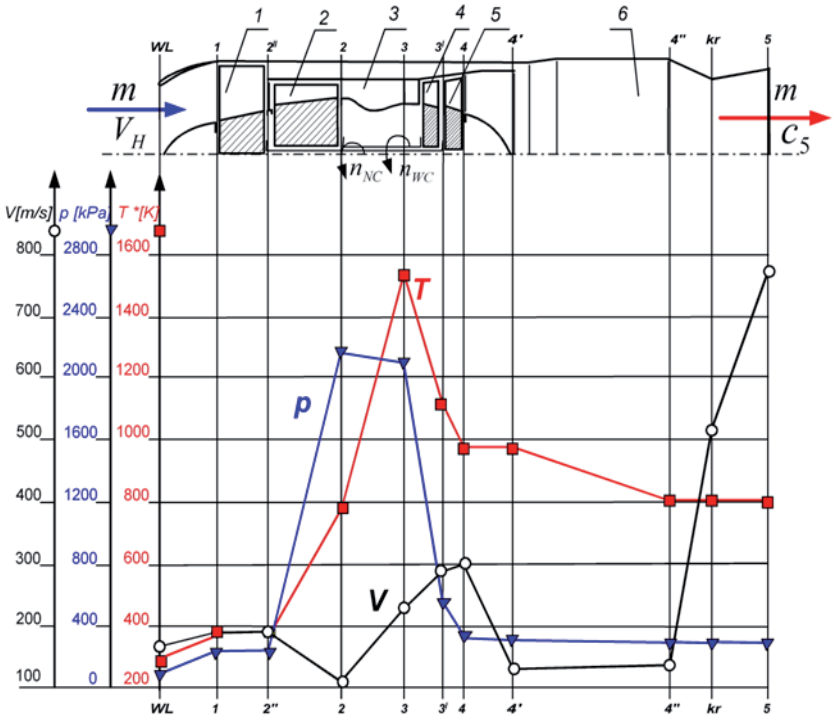
Rys. 2. Wskaźnik rocznych strat samolotów jedno- i dwusilnikowych

Obecnie w Siłach Powietrznych RP eksploatowane są trzy typy samolotów wielozadaniowych, są nimi F-16C (z silnikiem F100-PW-229), MiG-29 (z dwoma silnikami RD-33) i Su-22 (z silnikiem AF-21F-3). Podstawowe parametry tych samolotów istotne z punktu funkcjonowania zespołu napędowego przedstawiono w tabeli 1 [3, 6].

Tabela 1

Dane	MiG-29	F-16C	Su-22
Masa pustego samolotu [kg]	10 900,0	8 250,0	10 667,0
Masa samolotu do startu [kg]	14 375,0	12 474,0	12 161,0
Maks. masa samolotu do startu [kg]	16 710,0	19 184,0	19 430,0
Powierzchnia nośna [m^2]	38,056	27,87	38,49

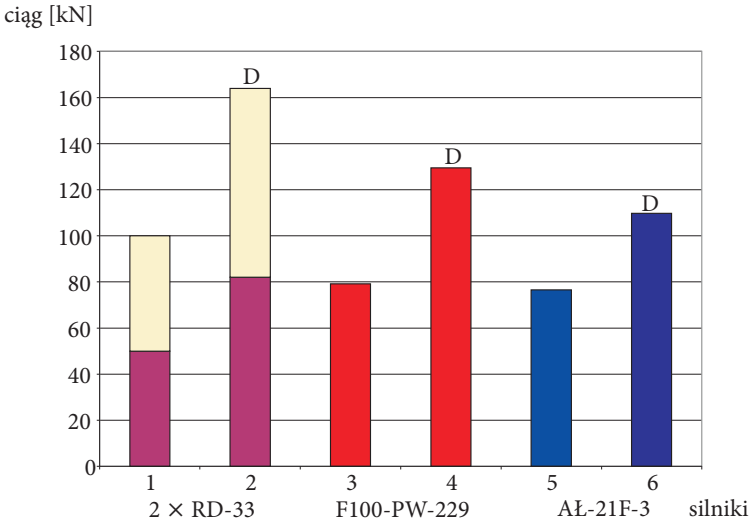
Tematem niniejszego artykułu jest próba oceny silnika RD-33 samolotu MiG-29, którego schemat ideowy z przebiegiem obliczonych podstawowych parametrów gazodynamicznych (temperatury, ciśnienia i prędkości) przedstawiono na rysunku 3. Porównanie wybranych podstawowych parametrów silnika RD-33 z F100-PW-229 i AF-21F-3 zawarte są w tabeli 2 i na rysunkach 4-10. Do podstawowych parametrów zostały zaliczone ciąg silnika z dopalaniem (K_{dp}) i bez dopalania (K), masa jednostkowa (m_j), temperatura przed turbiną (T^*_3) i stopień dwuprzepływowości ($\bar{m}$). Analiza tych parametrów pokazuje, że pojedynczy silnik RD-33 ustępuje pod względem uzyskiwanej siły ciągu dwóm pozostałym silnikom. Należy jednak pamiętać, że zespół napędowy samolotu MiG-29 składa się z dwóch silników, które zapewniają mu bardzo dobre własności dynamiczne (duży nadmiar ciągu przy dobrej sylwetce aerodynamicznej [1]) i zdwojoną zdolność przeżycia ze względu na napęd. Większa wartość siły ciągu silnika F100-PW-229 związana jest z większą wartością temperatury przed turbiną ($T^*_3 = 1675$K) i większą wartością masowego natężenia przepływu ($\dot{m} \approx 120 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$ przy wartości $\dot{m} \approx 77 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$ dla silnika



Rys. 3. Schemat dwuprzepływowego turbinowego silnika odrzutowego z naniesionym przebiegiem zmian podstawowych parametrów gazodynamicznych: 1 — wentylator; 2 — sprężarka wysokiego ciśnienia; 3 — komora spalania; 4 — turbina wysokiego ciśnienia, 5 — turbina niskiego ciśnienia; 6 — dopalacz

RD-33). W przypadku silnika AŁ-21F-3 przy mniejszej wartości temperatury przed turbiną ma on większą wartość masowego natężenia przepływu ($\dot{m} \approx 104 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$), co z podstawowego równania (1) na wartość siły ciągu daje jej większą wartość [8].

Została wykonana analiza wartości ciągu zespołu napędowego do podstawowych mas samolotu, tzn. do masy pustego samolotu oraz do masy startowej i masy maksymalnej dla wszystkich trzech samolotów. Wyniki zostały przedstawione w tabeli 2. W przypadku relacji ciąg silnika do masy pustego samolotu widać przewagę silnika F-100-PW-229 (0,0092 kN/kg) nad RD-33 o 4,6%, a w stosunku do AF-21F-3 o 26,5%. Jednak gdy przejdzie się do analizy mas startowych i mas maksymalnych, w tym przypadku widać przewagę samolotu MiG-29 nad dwoma pozostałymi samolotami, ma on większą wartość siły ciągu na jednostkę masy, co daje w przypadku pierwszym (masy startowej do siły ciągu 0,0070 kN/kg) współczynnik większy o 8,7% od F-16C i o 9,6% od samolotu Su-22, w przypadku drugim (masy maksymalnej do ciągu dla 2*RD-33 współczynnik ten ma wartość 0,0060 kN/kg) większy o 31,0% od F-16 i o 32,4% od AF-21F-3.



Rys. 4. Ciąg silnika (D — włączony dopalacz)

$$K = f(\dot{m}, c_5, V_H, p_5, p_H, A_5), \tag{1}$$

gdzie: $\dot{m} = f(\rho, c, A)$ — masowe natężenie przepływu strumienia;
$c_5 = f(\eta_i; \pi^*; T_3^*)$ — prędkość wypływu spalin z dyszy;
V_H — prędkość lotu;
p_5 — ciśnienie na wyjściu z dyszy silnika;
p_H — ciśnienie atmosferyczne.

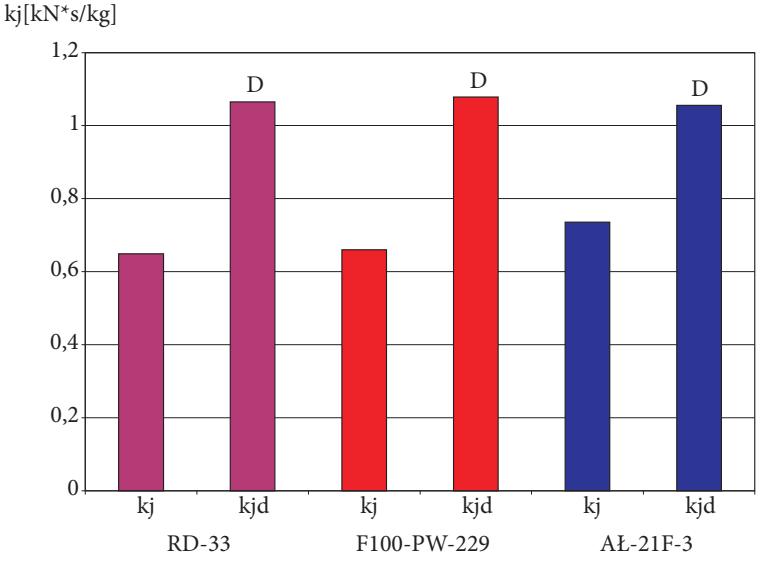
Tabela 2

Dane	RD-33	F100-PW-229	AŁ-21F
Ciąg bez dopalania [kN] z dopalaniem [kN]	2 × 50,0 2 × 82,0	79,2 129,4	76,5 109,8
Procentowy przyrost ciągu po włączeniu dopalania [%]	64,0	63,4	43,5
Ciąg/masa pustego samolotu [kN/kg]	0,0092	0,0096	0,0072
Ciąg/masa startowa samolotu [kN/kg]	0,0070	0,0063	0,0063
Ciąg/masa maks. samolotu [kN/kg]	0,0060	0,0041	0,0039
Ciąg/pow. nośna samolotu [kN/m^2]	2,63	2,84	1,99
Cj na zakresie startowym [kg/daN*h]	0,76	0,74	0,88
Cj na zakresie dopalania [kg/daN*h]	2,05	2,09	1,9
Masowe natężenie przepływu [kg/s]	2 × 77,0	120,0	104
Stopień podziału masowego natężenia przepływu [–]	0,47	0,36	0
Spręż silnika	< 22,0	32,0	14,6
Spręż wentylatora	< 3,2	4	-----
Temperatura przed turbiną wysokiego ciśnienia [K]	1530	1675	1385
Sprężarka	Osiowa	Osiowa	Osiowa
Liczba stopni sprężarki	4F+9S	3F+10S	14S
Komora spalania	pierścieniowa	pierścieniowa	rurowo-pierścieniowa
Turbina	1 + 1	2 + 2	3
Masa [kg]	2 × 1 050	1696	1720
Prędkość obrotowa maks. sprężarki WC [obr./min.]	15 539	13 450	8316
Prędkość obrotowa maks. sprężarki NC [obr./min.]	11 000	10 400	

W przypadku porównywania stosunku siły ciągu do powierzchni nośnej samolotu dla zespołu napędowego samolotu MiG-29 wynosi on 2,63 kN/m^2 i jest mniejszy o 8,1% od F-16, a większy o 24,4% od współczynnika dla Su-22. W tym przypadku samolot amerykański posiada najkorzystniejszą relację tych parametrów.

$$c_j = f(\bar{m}; \xi_{KS}; \pi^*; \Delta^*; \eta_S; \eta_r), \tag{2}$$

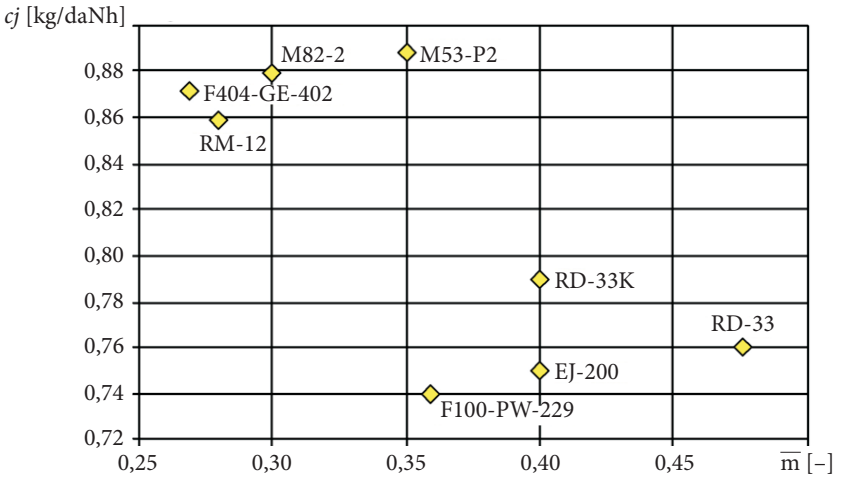
gdzie: $\bar{m}$ — stopień podziału masowego natężenia przepływu;
ξ_{KS} — współczynnik wydzielania ciepła w komorze spalania;
π^* — spręż silnika;
Δ^* — stopień podgrzania czynnika roboczego;
η_s — sprawność procesu sprężania w silniku;
η_r — sprawność procesu rozprężania w silniku.



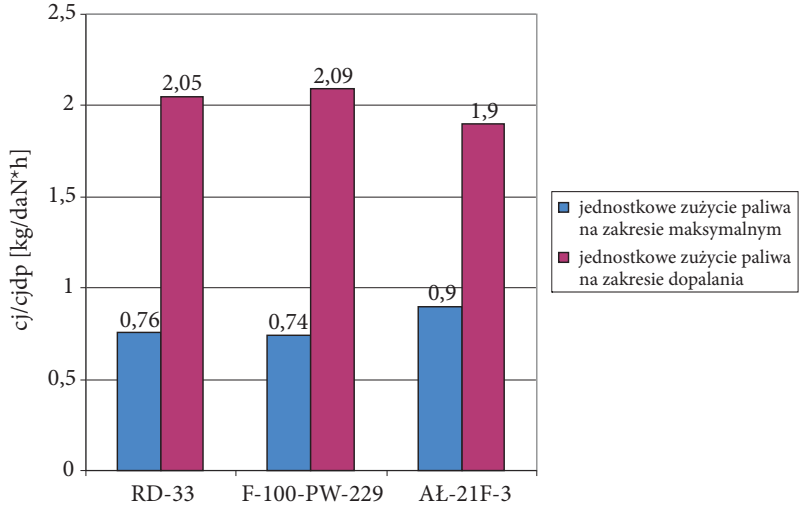
Rys. 5. Ciągi jednostkowe silników (D — włączony dopalacz)

Do analizy strony ekonomicznej pracy turbinowych silników odrzutowych wykorzystuje się jednostkowe zużycie paliwa c_j (2), które jest podstawą do obliczania długotrwałości i zasięgu lotu w założonych warunkach lotu i pracy silnika. Jednostkowe zużycie paliwa jest funkcją złożoną, na którą najbardziej istotny wpływ wywiera stopień podziału masowego natężenia przepływu $\bar{m}$ (rys. 6), współczynnik wydzielenia ciepła ξ_{KS} w komorze spalania, stopień podgrzania czynnika roboczego Δ^* oraz sprawność procesu sprężania η_s powietrza i rozprężania η_r w danym silniku.

W przypadku tych trzech silników najmniej ekonomiczny okazuje się silnik AŁ-21F-3 (rys. 7), gdyż potrzebuje na poziomie 0,90 kg paliwa, silnik RD-33 0,76 kg a F-100-PW-229 0,74 kg paliwa do wytworzenia siły 1 daN w ciągu jednej godziny lotu. Widać tu wyraźną przewagę obu dwuprzepływowych silników nad silnikiem jednoprzepływowym AŁ-21F-3, wynikającą między innymi z faktu, że zwiększanie stopnia podziału masowego natężenia przepływu zwiększa ekonomiczność turbinowych silników odrzutowych [4, 5]. Należy zwrócić uwagę, że przy większym



Rys. 6. Zależność jednostkowego zużycia paliwa na tle współczynnika podziału masowego natężenia przepływu

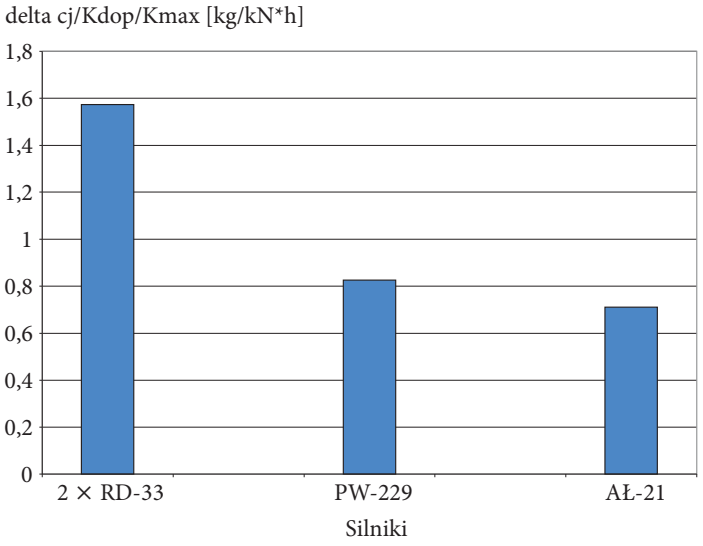


Rys. 7. Jednostkowe zużycie paliwa

stopniu dwuprzepływowości silnika RD-33 ($\overline{m}$ = 0,47) posiada większe zużycie paliwa aniżeli F-100-PW-229, który posiada mniejszy stopień dwuprzepływowości ($\overline{m}$ = 0,36) należy sądzić, że jest to konsekwencją gorszych sprawności zespołu sprężarkowego. Na zakresie dopalania silnik RD-33 potrzebuje 2,05 kg/daNh paliwa a F-100-PW-229 porównywalną wartość paliwa równą 2,09 kg/daNh i przewyższają pod tym względem jednoprzepływowy silnik AŁ-21F-3, który potrzebuje 1,9 kg/daNh paliwa, lecz różnice te nie są aż tak istotne ze względu na krótkotrwałość

pracy silnika na zakresie dopalania. Również stronę ekonomiczną zastosowania dopalacza można przeanalizować poprzez wartość przyrostu zużycia paliwa w związku z włączeniem dopalacza w odniesieniu do relacji ciągu z włączonym dopalaczem do ciągu na zakresie maksymalnym (3). Wartość tą można określać jako skuteczność dopalacza i została wyliczona dla analizowanych zespołów napędowych a wyniki przedstawiono na rysunku 8. Skuteczność zespołu napędowego na zakresie dopalania samolotu F-16 jest lepsza od dopalaczy zespołu napędowego MiG-29 o 47,5%.

$$\Delta\overline{c}_j = \frac{\Delta c_j}{K_{dop} \diagup K_{\max}}. \tag{3}$$

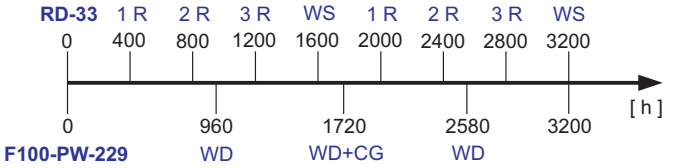


Rys. 8. Wskaźnik skuteczności dopalacza

Ważnym aspektem ekonomicznym zespołu napędowego są koszty remontu zespołu napędowego związane ze schematem prac remontowych co przedstawiono na rysunku 9. Resurs międzyremontowy silnika RD-33 wynosi 400 godzin przy żywotności 3200 godzin, są to silniki eksploatowane według resursu.

Silniki samolotów F-16 eksploatowane są według bieżącego stanu technicznego, poszczególne moduły składowe mają różną żywotność. W celu przeliczania ilości cykli pracy silnika na godziny lotu można zastosować przelicznik 2,5 cykla/h lotu, przykładowo sprężarka ma resurs 8600 cykli (3440 h), komora spalania i dopalacz po 4300 cykli (1720 h) i dopalacz 2150 włączeń (860 h).

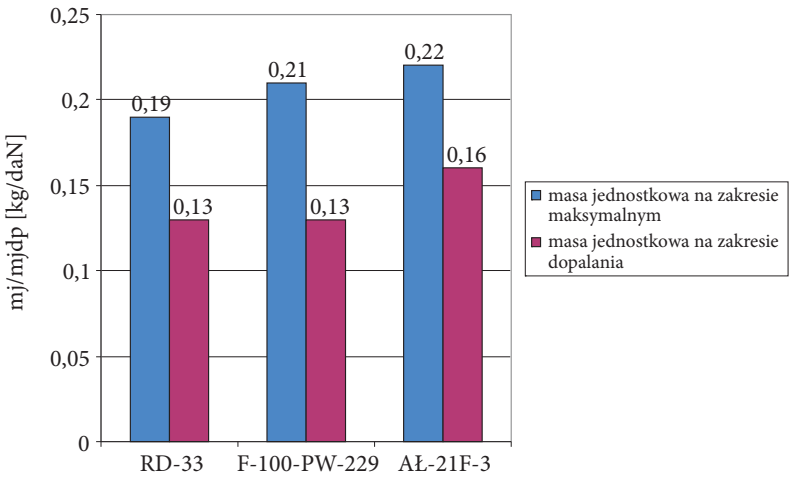
Analizując koszt eksploatacji dwóch silników RD-33 wchodzących w skład zespołu napędowego samolotu MiG-29 w porównaniu do silnika F-100-PW-229



Rys. 9. Schemat remontów silnika RD-33 i F100-PW-229, gdzie przyjęto: 1R, 2R, 3R — pierwszy, drugi i trzeci remont silnika; WS — wymiana silnika; WD — wymiana dopalacza; WD + CG — wymiana dopalacza i części „gorących" silnika

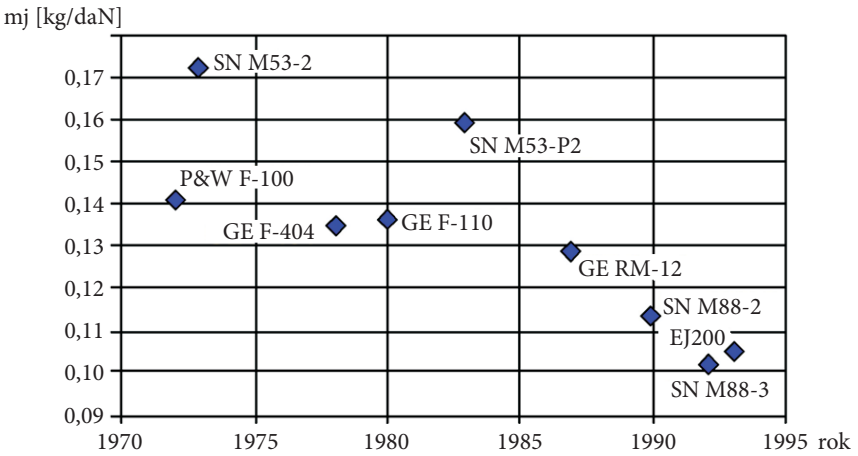
z zespołu napędowego samolotu F-16C i biorąc pod uwagę czas pracy obu zespołów napędowych przez około 3200 godzin, daje to w konsekwencji większe koszty remontów silników RD-33 rzędu 18 mln $ [9].

Zawansowanie technologiczne bardzo dobrze ilustruje parametr jednostkowy, tzw. masa jednostkowa silnika, która wiąże dwa istotne parametry jak ciąg i masę silnika. Współczynnik określa konieczną masę silnika do wytworzenia jednostkowej wartości siły ciągu. Na zakresie bez dopalania w przypadku RD-33 (rys. 10) przypada 0,19 kg masy konstrukcji silnika na 1 daN siły ciągu, dla F-100--PW-229 jest to masa 0,21 kg, natomiast dla AŁ-21F-3 0,22 kg. Widać wyraźnie, że najbardziej korzystną relację ma silnik RD-33, bo z punktu widzenia optymalizacji konstrukcji zespołu napędowego jesteśmy zainteresowani jak najmniejszą wartością masy jednostkowej silnika. Ze względu na rozwój nowych materiałów, technologii i systemów projektowania CAD/CAM/CAE uzyskuje się mniejsze wartości mas silników, co wiąże się również z liczbą elementów silnika (np. silnik Rolls Royce Spey do samolotu Phantom miał 17 stopni sprężarki (spręż sprężarki 20,0),



Rys. 10. Masa jednostkowa

silnik RB.199 do samolotu Tornado ma już tylko 12 stopni (spręż sprężarki 23,0), a w przypadku najnowszego produktu europejskiego, jakim jest silnik EJ200 do samolotu Eurofighter, liczba stopni zmalała do ośmiu przy sprężu sprężarki 26,0. Występuje zauważalna tendencja, wraz z upływem lat produkcji silników, do spadku wartości ich masy jednostkowej (rys. 11).



Rys. 11. Zmiana masy jednostkowej w funkcji roku wprowadzenia silnika do eksploatacji

2. Opis konstrukcji silnika RD-33

Na początku 1970 roku rozpoczęto w ZSRR pracę nad nowym dwuprzepływowym turbinowym silnikiem odrzutowym w zakładach im. Klimowa w Sankt Petersburgu dla dwusilnikowego zespołu napędowego samolotu MiG-29 ze wspólną zewnętrzną skrzynką agregatów i z indywidualnie regulowanym dla każdego silnika naddźwiękowym wlotem powietrza [2]. Pierwsze egzemplarze charakteryzowały się dużą zawodnością i krótką żywotnością wynoszącą około 25 h, związane było to z problemami technologicznymi, które udało się pokonać na początku lat 80. i silnik RD-33 przeszedł badania kwalifikacyjne w roku 1984. Produkcję seryjną rozpoczęto w Moskiewskich Zakładach im. W. W. Czernyszewa i w Omskich Zakładach im. P. I. Baranowa.

W 1994 r. przeprowadzono modyfikację RD-33 do wersji RD-33N (wprowadzono dolne położenie agregatów), celem przedstawienia go jako oferty do zastosowania w samolotach innych producentów (zachodnich). W tym samym roku przeprowadzono pomyślne testy na francuskim samolocie Miraż F-1 w zastępstwie silnika firmy SNECMA ATAR 9K-50.

Najnowsza wersja silnika RD-33 występuje pod oznaczeniem RD-33MK ma ona ulepszoną sprężarkę, nowy system sterowania i ciąg zwiększony na zakresie

dopalania do 9000 kG, dodatkowo wprowadzono osłonę przeciwkorozyjną i awaryjny zlew paliwa. Wytwórca gwarantuje, że ich silniki RD-33MK mają resurs całkowity wynoszący 4000 h, a resurs międzyremontowy 1000 h.

Wloty do tych silników umiejscowione są bardzo nisko, co jest przesłanką do możliwości zasysania ciał obcych. W celu zabezpieczenia silnika przed uszkodzeniem we wlocie zabudowany jest układ czteroklapowy, który ma możliwość ograniczenia lub całkowitego zamknięcia dopływu strumienia zasysanego osiowo. Układ ma trzy położenia: położenie do lotu, położenie do lądowania i startu oraz położenie postojowe. W chwili ograniczenia zasysanego powietrza z podstawowego wlotu zostaje otwarty wlot nadskrzydłowy, co ma miejsce w czasie startu i lądowania. Podstawowym zadaniem podczas lotu, które spoczywa na tym układzie, jest generowanie układu czterech skośnych fal plus falę prostopadłą, których celem jest obniżenie strat we wlocie przy lotach z prędkościami naddźwiękowymi. Wartość zmian współczynnika strat ciśnienia na wlocie do silnika (4) można aproksymować wielomianem na zakresach naddźwiękowych (5) [5], a w przypadku lotu na zakresie poddźwiękowym można skorzystać z równania (6)

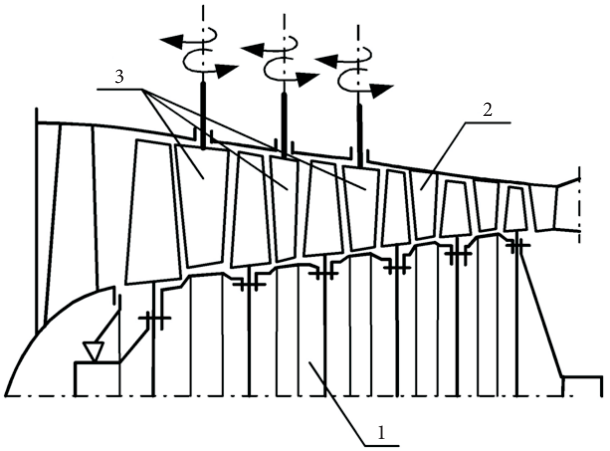
$$\sigma^*_{wl} = \sigma^*_f \sigma^*_{kan} \tag{4}$$

$$\begin{aligned}\sigma^*_{wl} = \sigma_{wl,0} - 0,02241(Ma-1)^2 - 0,14561(Ma-1)^3 + \\ +0,066282(Ma-1)^4 - 0,014342(Ma-1)^5\end{aligned} \tag{5}$$

$$\sigma^*_{wl} = \sigma_{wl,0} - 0,033Ma, \tag{6}$$

gdzie: σ^*_{wl} — współczynnik strat wlotowych;
σ^*_f — współczynnik strat falowych;
σ^*_{kan} — współczynnik strat spowodowanych tarciem;
$\sigma_{wl,0}$ — współczynnik strat wlotowych przy prędkości $V_H = 0,0$.

Zespół sprężarkowy silnika RD-33 zbudowany jest z czterostopniowej osiowej sprężarki niskiego ciśnienia, dziewięciostopniowej sprężarki wysokiego ciśnienia z trzema pierwszymi nastawnymi wieńcami kierownic. Geometria kanału sprężarki została zaprojektowana dla prędkości obrotowej wirnika na zakresie bliskim 100% przy którym spręż silnika odpowiada zakresowi obliczeniowemu i wynosi 20. Przy pozostałych prędkościach obrotowych ze względu na zapewnienie statecznej pracy zespołu sprężarkowego związanego ze spadkiem sprężu i wartości masowego natężenia przepływu oraz prędkości przepływu strumienia (ze zmianami kątów napływu na łopatki) występuje konieczność zmiany nastawy kątów ustawienia łopatek wieńców kierownic, których sposób działania pokazano na rysunku 12. Szczególnie



Rys. 12. Schemat ideowy sprężarki z nastawnymi łopatkami wieńców kierownic: 1 — tarczowo-bębnowy układ nośny zespołu wirnikowego; 2 — kadłub sprężarki z nieruchomymi palisadami łopatek; 3 — nastawne wieńce kierownic

niekorzystne są procesy zachodzące na ostatnich stopniach, gdzie następuje wzrost prędkości strumienia i kątów napływu, co powoduje spadek sprawności ostatnich stopni. Na pierwszych stopniach sytuacja jest nie mniej niekorzystna, związana jest bowiem ze spadkiem kąta napływu, co prowadzi do intensywnych oderwań na powierzchni wypukłej łopatki i wchodzenia pierwszych stopni w zakresy pracy niestatecznej. Sytuacja ta może występować przy podchodzeniu samolotu do lądowania przy wysokich temperaturach otoczenia.

Następnym podzespołem jest pierścieniowa komora spalania. Wyposażona jest w 24 wtryskiwacze połączone w jednolity kolektor. Strumień spalin trafia na jednostopniową chłodzoną turbinę wysokiego ciśnienia i jednostopniową chłodzoną turbinę niskiego ciśnienia. Maksymalna dopuszczalna temperatura całkowita na wyjściu z komory spalania przed turbiną wynosi 1527 K na zakresie maksymalnym, lecz pomiar temperatury odbywa się w przekroju za turbiną niskiego ciśnienia i ona nie powinna przekraczać temperatury 1083 K (jest to uśredniona temperatura uzyskiwana za pomocą termopar w układzie pomiarowym silnika).

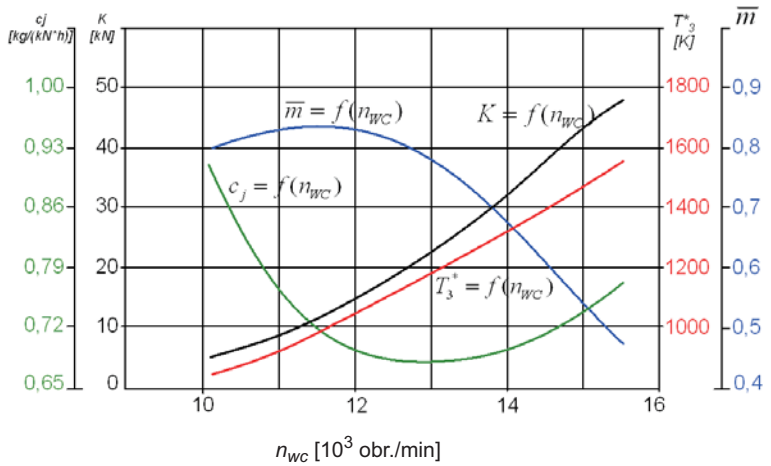
Przedostatnim elementem zespołu silnika jest mieszalnik, w którym następuje połączenie strumienia kanału wewnętrznego i zewnętrznego. Układ mieszalnika rozbudowany jest w trzy stopnie kolektora paliwa, co tworzy układ dopalacza. Komora dopalacza zakończona jest regulowaną dyszą zbieżno-rozbieżną, której zadaniem jest uzyskanie pełnego rozprężenia spalin w przekroju wylotowym, co maksymalizuje wartość ciągu silnika. W silniku zastosowano elektrohydrauliczne systemy sterowania.

Interesującym doświadczeniem w zakresie eksploatacji zespołu napędowego samolotu MiG-29 było włączenie tych samolotów do Sił Powietrznych RFN i wpro-

wadzenia ograniczenia w pracy silników RD-33 poprzez ograniczenie prędkości obrotowej o 7%, co dało obniżenie temperatury przed turbiną, związane było to z przejściem na eksploatację silnika na zakres szkolny. Następstwem tych czynności według dostępnych danych literaturowych [3] było wydłużenie resursu silnika z 400 do 1600 godz. Należy sądzić, że było to okupione sporym obniżeniem osiągów silnika.

3. Obliczenia gazodynamiczne RD-33

Zostały wykonane obliczenia charakterystyk silnika RD-33. Pierwszą charakterystyką jaką obliczono jest charakterystyka obrotowa (rys. 13). W przypadku dwuprzepływowych turbinowych silników odrzutowych na przebieg tej charakterystyki ma istotny wypływ kanał zewnętrzny w sposób bezpośredni i pośredni. Wpływ bezpośredni związany jest z wartością strumienia płynącego przez kanał zewnętrzny co obrazuje krzywa $\overline{m} = f(n_{HP})$. Zmiana stosunku wartości strumienia powietrza w kanale zewnętrznym do wartości strumienia w kanale wewnętrznym nie wpływa na przebieg zmian temperatury przed turbiną $\left(T_3^*\right)$, a jedynie wywiera wpływ na wartość ciśnienia całkowitego i temperatury w dyszy wylotowej w funkcji prędkości obrotowej, co znajduje odbicie w wartości ciągu całego silnika, którego przebieg został przedstawiony na wykresie. Przy maksymalnej prędkości obrotowej (n_{HP} = 15 539 obr./min.) uzyskano ciąg maksymalny K_{max} = 48,5 kN przy temperaturze przed turbiną $T_3^* = 1539$ K.. Różnica względna między danymi literaturowymi a uzyskaną w obliczeniach wartością ciągu wynosi 3,0%, co można uznać za wynik zadowalający. Wartość jednostkowego zużycia paliwa uzyskana z obliczeń wynosi na zakresie max 0,78 kg/daN*h, różni się ona o 2,7% od wartości



Rys. 13. Charakterystyka obrotowa silnika RD-33

podawanej przez producenta. Zakres najbardziej ekonomiczny pracy silnika uzyskano dla prędkości obrotowej n_{PM} = 13 000 obr./min co stanowi 83,6% n_{max} i daje c_j = 0,66 kg/daN*h. Ten typ silników projektowany jest do pracy na zakresach maksymalnych ze względu na rodzaj wykonywanych zadań, a zagadnienie ekonomiczności jest zagadnieniem drugorzędnym.

Do wykonania obliczeń charakterystyk silnika, których wyniki zostały przedstawione na rysunku 13, potrzebna jest znajomość między innymi charakterystyk wentylatora. Charakterystyka normalna wentylatora jest to funkcja:

$$\pi^*_{wl} = f(\dot{m}; N), \tag{7}$$

gdzie: $\dot{m}$ — masowe natężenie przepływu;
N — zredukowana prędkość obrotowa.

Wartość masowego natężenia przepływu opisuje równanie

$$\dot{m} = s_f \rho_o A_1 \frac{p_1^*}{\sqrt{T_1^*}}, \tag{8}$$

gdzie: $s_f = f(k; R)$ — stała równania ciągłości;
ρ_o — względna gęstość masy;
A_1 — pole przekroju na wejściu do sprężarki;
$p_1^*; T_1^*$ — ciśnienie i temperatura na wejściu do sprężarki.

Zredukowana prędkość obrotowa jest definiowana zależnością

$$N = \frac{\dfrac{n}{\sqrt{RT_1^*}}}{\left(\dfrac{n}{\sqrt{RT_1^*}}\right)_O}, \tag{9}$$

gdzie: n — prędkość obrotowa silnika przy danej temperaturze T_1^*;
R — stała gazowa;
T_1^* — temperatura przed wentylatorem;
„o" — indeks określający parametry na zakresie obliczeniowym

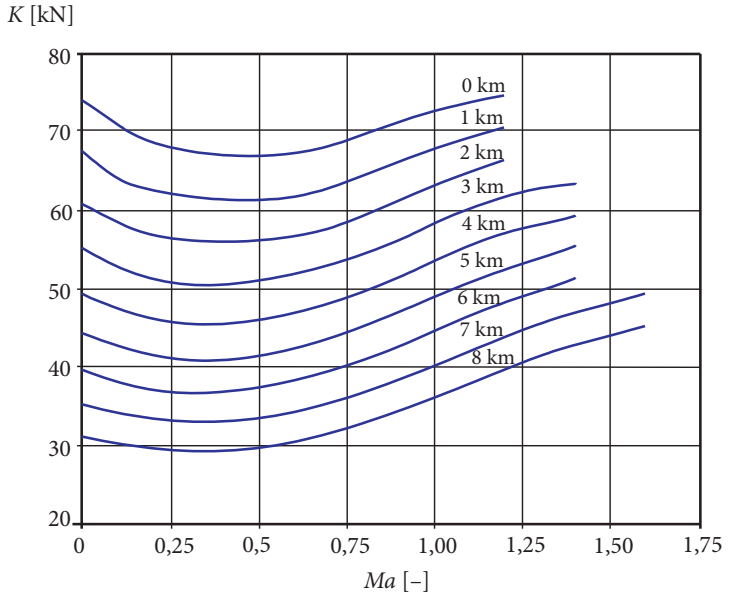
Za punkt obliczeniowy przyjęto punkt odpowiadający prędkości zredukowanych N = 1,0, co odpowiada wartości masowego natężenia przepływu przez wentylator (silnik) $\dot{m}$ = 77 kg/s i sprężowi wentylatora $\pi^*_w = 2{,}1$ przy sprawności $\eta^*_w = 0{,}88$. Ze spadkiem zredukowanej prędkości obrotowej punkt pracy silnika przesuwa się ku mniejszym wartościom masowego natężenia i minimalnym wartościom sprężu.

Minimalne uzyskane parametry odpowiadają sprężowi $\pi_w^* = 1{,}1$ i $\dot{m} = 27{,}0\,\mathrm{kg/s}$. Również równanie masowego natężenia przepływu (8) można wykorzystać do wyznaczenia sprężu wentylatora za pomocą równania (10).

$$\pi_{wl}^* = \left[\frac{\rho_{0,1}}{\rho_{0,2II}} \frac{A_1}{A_{2II}} \frac{1}{\sigma_s} \right]^{\frac{2n}{n+1}}, \tag{10}$$

gdzie: σ_s — współczynnik strat ciśnienia spiętrzenia;
A_1, A_{2II} — pole przekroju wejściowego i wyjściowego z wentylatora;
$\rho_{0,1}$; $\rho_{0,2II}$ — względna gęstość masy powietrza w przekroju wlotowym i wylotowym wentylatora.

Istotną charakterystyką turbinowych silników odrzutowych jest charakterystyka prędkościowo-wysokościowa $K = f(Ma)$ (rys. 14), która zależy od wielu parametrów (1), między innymi od parametrów obiegu silnika w tym szczególnie od sprężu silnika (11), który wpływa na masowe natężenie przepływu (8) poprzez wartości ciśnienia całkowitego w silniku.



Rys. 14. Charakterystyka prędkościowo-wysokościowa silnika RD-33

$$\pi^* = \sigma_S^* \left[\frac{288\left(e_S^* - 1\right)}{T_H} + \left(1 + 0{,}2Ma^2\right) \right]^{\frac{k}{k-1}}, \tag{11}$$

gdzie: $e_s^* = \pi_s^{*\frac{k-1}{k}}$;

π^* — sprężenie silnika.

Ze wzrostem prędkości lotu na określonej wysokości lotu przy stałej prędkości obrotowej i stałej temperaturze otoczenia następuje wzrost masowego natężenia przepływu powietrza przez silnik — przy małych prędkościach zmiany są nieznaczne. W obszarach dużych prędkości następuje intensywniejszy przyrost masowego natężenia przepływu. Ze względu na przyrost prędkości lotu maleje różnica ΔW pomiędzy prędkością wypływu spalin z dyszy (c_5) a prędkością lotu (V_H), co stanowi, zgodnie z równaniami Eulera (12), główny element wpływający na tworzenie siły ciągu w turbinowych silnikach odrzutowych.

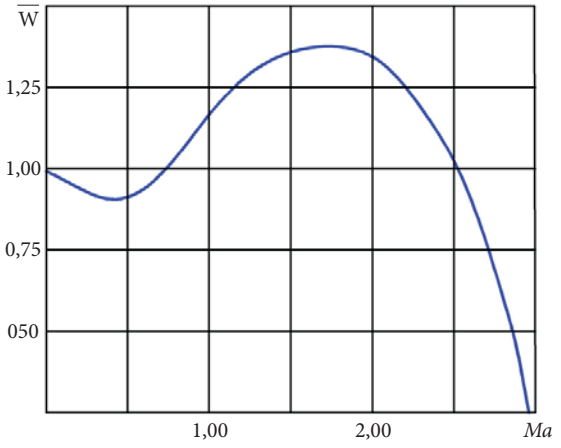
$$\sum \vec{K} = \sum \left(m\vec{c}_5 - m\vec{V}_H \right) \tag{12}$$

gdzie: $\sum \vec{K}$ — wypadkowa siła ciągu;

m — masa strumienia;

$\vec{V}_H ; \vec{c}_5$ — prędkości na wejściu i wyjściu z układu.

Różnica ta najszybciej maleje w obszarze małych prędkości (Ma = 0,0÷0,4) i bardzo dużych prędkości (Ma > 2,0), co przedstawia rysunek 15. W obszarze średnich prędkości (Ma = 0,4÷1,6) zmiany tych wartości są nieznaczne, a w przy-



Rys. 15. Zmiana względnej wartości różnicy prędkości w funkcji liczby Ma, gdzie: $\overline{w} = \Delta w / c_5$

padku ciągu silnika jest kompensowane przyrostem strumienia powietrza czego następstwem jest przyrost wartości siły ciągu silnika.

Istotny wpływ na zmianę ciągu ma nie tylko zmiana prędkości, lecz także zmiana wysokości lotu. Na przebieg charakterystyki wysokościowej ma wpływ spadek wartości masowego natężenia przepływu wraz z wysokością, co jest znacznie większe aniżeli przyrost ciągu jednostkowego w tym samym przedziale wysokości.

Uzyskana charakterystyka jest pierwszym etapem pracy w obszarze badań cech i osiągów turbinowego silnika odrzutowego RD-33. Obecnie nie dysponujemy wiarygodnymi charakterystykami prędkościowo-wysokościowymi tego silnika, ażeby móc porównać z uzyskanymi obliczeniowymi wynikami.

4. Uwagi końcowe i wnioski

Wraz z silnikami RD-33 samoloty MiG-29 mogą być eksploatowane w Siłach Powietrznych RP jeszcze przez kilkanaście lat. Analiza porównawcza przeprowadzona w pierwszej części artykułu pokazuje, że parametry jednostkowe tego silnika nie ustępują parametrom silnika F100-PW-229, co jest przesłanką do nierezygnowania z tego silnika i samolotu MiG-29, zwłaszcza że samoloty te są w znacznej liczbie użytkowane w naszych Wojskach Lotniczych i koszty nabycia są już od dawna poniesione. Stąd koszty ich użytkowania ograniczają się do częstszych remontów silników, co jest porównawczo mniej niż koszty związane z zakupem nowych samolotów. Celem umożliwienia jak najdłuższej eksploatacji tego statku powietrznego wraz z jego zespołem napędowym opartym o silnik RD-33 jest potrzeba precyzyjnego wyznaczenia charakterystyk silnika. Charakterystyki pozwolą odpowiedzieć na pytanie o ile możemy ograniczać obciążenia silnika w tym szczególnie obciążenia termiczne. Ograniczenia te muszą dotyczyć temperatury przed turbiną, co niestety skutkuje spadkiem ciągu silnika. Z drugiej strony obniżenie temperatury T_3^*, nawet o kilka stopni, wydłuża resurs silnika. Odpowiedź na to pytanie mogą nam dać jedynie obliczone charakterystyki prędkościowo-wysokościowe oraz próby stoiskowe. Powinny one dać odpowiedź na pytanie o możliwości wykonania zadań przez samolot przy zwiększonych ograniczeniach. Jest to bardzo istotne, jak dowodzą niemieckie doświadczenia użytkowe samolotu MiG-29.

Artykuł wpłynął do redakcji 4.07.2008 r. Zweryfikowaną wersję po recenzji otrzymano we wrześniu 2008 r.

LITERATURA

[1] J. Błaszczyk, *Walory techniczno-bojowe samolotów wielozadaniowych F-16C*, JAS 39 Gripen, Mirage 2000-5 a jakość samolotów bojowych WLOP, Przegląd Sił Powietrznych, 03, 2003.

[2] A. G. Bratukhin, *Aircraft industry*, Mashinostroenie, Moscow, 2000.

[3] P. Butowski, *MiG-29 — Trzydzieści lat później*, Lotnictwo, 11, 2007.

[4] P. Dzierżanowski i in., *Turbinowe silniki odrzutowe*, WKiŁ, Warszawa, 1983.

[5] П. К. Казанджан, *Теория авиационных двигателей*, Машиностроение, Москва, 2000.

[6] A. Kozakiewicz, *Analiza zespołu napędowego samolotu F-16C, Systemy przeciwlotnicze i obrony powietrznej*, praca zbiorowa, Olszanica, 2007.

[7] A. Kozakiewicz, R. Chachurski, P. Zalewski, J. Błaszczyk, *Silniki samolotów wojskowych*, Systems Jurnal of Transdisciplinary Systems Science, vol. 9, Speccial ISSUE, 2, 1, 2004.

[8] С. М. Шляхтенко, *Теория и расчет воздушно-реактивных двигателей*, Машиностроение, Москва, 1987.

[9] S. Szczeciński, W. Balicki, *Wyzwania współczesności a rozwój napędów lotniczych*, Przegląd Sił Powietrznych, 06, 2006.

A. KOZAKIEWICZ

Comparative analysis of turbojet performance of combat aircraft used in Polish Air Force

Abstract. This paper presents the analysis of performance of combat aircraft engines, including losses coefficients for single and double engines. Assessment of the engines used in the aircraft F-16C, MiG-29, and Su-22 engines in Polish Air Force has been made. Some rotated characteristic of RD-33 engine and characteristics of engine trust, specific fuel consumption, temperature before a turbine and a bypass ratio were calculated. Also the calculated speed-altitude characteristic, very important for each plane tasks and especially combat aircraft tasks, was presented.

Keywords: jet turbine engine, effectiveness afterburner, rotated characteristic engine
Universal Decimal Classification: 621,45

Biuletyn WAT
Vol. LVIII, Nr 2, 2009

Analiza numeryczna odkształcenia i naprężenia w strefie złącza spawanego rurociągu przemysłowego

VLADIMIR GLIHA[1], LUCJAN ŚNIEŻEK, JOLANTA ZIMMERMAN[2]

[1]University of Maribor, Faculty of Mechanical Engineering, Institute for Engineering Design, Smetanowa 17 St., Maribor, 2000, Slovenia
Wojskowa Akademia Techniczna, Wydział Mechaniczny, Katedra Budowy Maszyn, 00-908 Warszawa, ul. S. Kaliskiego 2
[2]Politechnika Warszawska, Wydział Inżynierii Produkcji, Instytut Mechaniki i Poligrafii, 02-524 Warszawa, ul. L. Narbutta 85

Streszczenie. W pracy przedstawiono wyniki analizy numerycznej odkształcenia i naprężenia w strefie złącza spawanego odcinków rurociągu przemysłowego eksploatowanego w Zakładach Azotowych w Tarnowie. Badane wycinki rurociągu przeznaczono do włączenia do instalacji produkcji kwasu azotowego. Wyniki obliczeń umożliwiły wyznaczenie współczynników spiętrzenia naprężenia α_k w strefie karbu spawalniczego. Wartości tych współczynników zostaną wykorzystane w opracowywanym, analitycznym modelu obliczeniowym opartym na kryterium odkształceniowym, umożliwiającym wyznaczenie trwałości zmęczeniowej badanych połączeń spawanych. W obliczeniach numerycznych uwzględniono obecność wady w postaci szczeliny półeliptycznej, zlokalizowanej na granicy lica i materiału rodzimego. Geometrię zarysu modelowanych spoin ustalono na podstawie pomiarów charakterystycznych wymiarów złącza, przeprowadzonych na obiektach rzeczywistych. Wyniki uzyskane na podstawie opracowanego modelu numerycznego odniesiono do wyników obliczeń analitycznych przeprowadzonych w oparciu o metody Jewdokimowa, Lawrence'a oraz Ushirokawy i Nakayamy.
Słowa kluczowe: budowa i eksploatacja maszyn, połączenia spawane, analizy numeryczne
Symbole UKD: 621.644, 539.4

1. Wstęp

Niniejsza praca stanowi część badań dotyczących trwałości i niezawodności spawanych rurociągów przemysłowych, obejmujących obszerny zakres prac ana-

litycznych i doświadczalnych. Wyniki tych badań mają na celu w głównej mierze określenie wpływu obciążeń i warunków eksploatacji, prowadzących do powstawania pęknięć zmęczeniowych w obszarach o największym wytężeniu materiału, na czas bezpiecznej eksploatacji rurociągów chemicznych. Wyniki dotychczasowych badań własnych dotyczących tego problemu opisano m.in. w pracach [1-6].

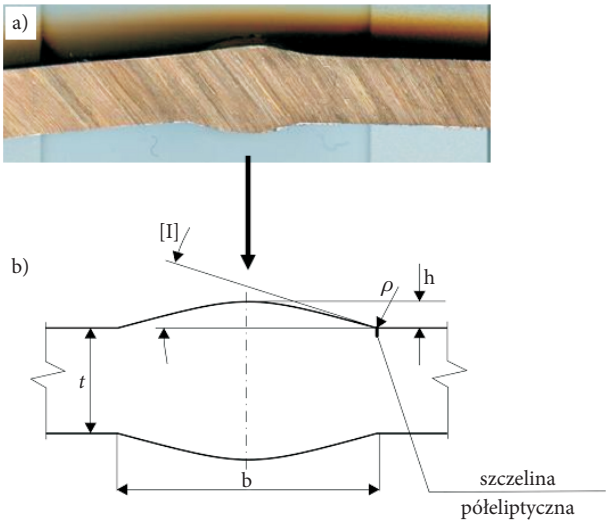
Głównymi czynnikami, które mają wpływ na wytrzymałość zmęczeniową rurociągów jest całokształt obciążeń mechanicznych oraz oddziaływanie zewnętrzne otoczenia i przesyłanych substancji. Do najczęstszych przyczyn awarii zalicza się korozję, błędy konstrukcyjne oraz wady spawalnicze. Wytrzymałość statyczna materiału zależy od występującego w nim naprężenia uśrednionego, a pękanie jest poprzedzone wcześniejszym znacznym odkształceniem materiału. W większości przypadków awaria ta zachodzi poza spoiną. Inaczej dzieje się w przypadku wytrzymałości zmęczeniowej, gdzie najsłabsze elementy konstrukcji są najbardziej prawdopodobnym miejscem inicjacji pęknięcia. Wady spawalnicze w postaci karbów geometrycznych są powodem spiętrzenia naprężeń. Pęknięcie najczęściej występuje w przejściu lica spoiny w materiał rodzimy [7-8]. Zasadniczą kwestią dla zagadnienia wytrzymałości zmęczeniowej jest znalezienie związku pomiędzy propagacją pękania a karbem, powodującym spiętrzenie naprężeń.

W obliczu tendencji do pocieniania ścianek rurociągów, karby spawalnicze mają kluczowy wpływ na bezpieczeństwo ich eksploatacji. Jedną z dróg wyznaczenia wytężenia materiału w obrębie karbu spawalniczego jest zastosowanie metody elementów skończonych, co umożliwia uniknięcie kosztownych, a niekiedy trudnych lub niemożliwych do przeprowadzenia prób eksperymentalnych [9].

2. Przedmiot badań. Cel pracy

Przedmiotem obliczeń numerycznych były wycinki rurociągu przemysłowego ze spoiną czołową, wykonane ze stali 1.4541 (0,05% C, 0,81% Si, 1,73% Mn, 0,04% P, 0,01% S, 17,80% Cr, 9,02% Ni), obciążone siłą rozciągającą. Badania przeprowadzono dla elementów wyciętych z rurociągu przemysłowego napowietrznego, spawanego, o wymiarach ϕ 600 × 5 mm (średnica zewnętrzna x grubość ścianki). Rozpatrzono dwa przypadki próbek spawanych: bez inicjatora pękania oraz z półeliptycznym karbem naciętym na granicy lica i materiału rodzimego. Przekrój badanego połączenia przedstawiono na rysunku 1a. Charakterystyczne wymiary Θ, ρ, h, b i t opisujące geometrię spoiny wraz z lokalizacją półeliptycznej szczeliny, stanowiącej inicjator pękania, ilustruje rysunek 1b.

Struktura badanego stopu składa się z ziaren austenitu o średniej wielkości 20 μm z licznymi bliźniakami rekrystalizacji powstałymi podczas wytwarzania elementów rurociągu za pomocą obróbki plastycznej na gorąco realizowanej poprzez walcowanie. W strefie szwu spawalniczego rury (rys. 2) skład chemiczny



Rys. 1. Geometria połączenia spawanego; przekrój poprzeczny złącza (a), charakterystyczne wymiary złącza z naciętą szczeliną półeliptyczną (b)

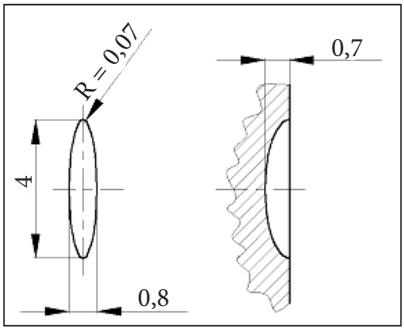
Rys. 2. Struktura badanego połączenia spawanego rury ze stali 1.4541

spoiny, zbudowanej z krystalitów austenitu, nie odbiega od składu chemicznego materiału rodzimego. Nagrzewanie rodzimego materiału podczas procesu spajania rur prowadzi do silnego rozrostu ziaren austenitycznej osnowy w strefie wpływu ciepła (swc). Szerokość tej strefy jest niewielka i wynosi 220-250 μm.

Wymiary naciętego karbu półeliptycznego przedstawiono na rysunku 3.

Uzyskane na podstawie analizy geometrii 50 wybranych przekrojów spoin badanych odcinków rurociągów, maksymalne i minimalne wartości wymiarów charakterystycznych złączy, zamieszczono w tabeli 1.

Celem obliczeń numerycznych było określenie spiętrzenia naprężenia spowodowanego wpływem karbów w postaci spoiny oraz spoiny ze szczeliną półeliptyczną



Rys. 3. Geometria szczeliny półeliptycznej

Tabela 1

Wyniki pomiarów złączy spawanych badanych odcinków rurociągu

t	ρ_{min}	ρ_{max}	b_{min}	b_{max}	h_{min}	h_{max}	θ_{min}	θ_{max}
[mm]	[mm]		[mm]		[mm]		[°]	
5	1,8	2,2	9,3	13,2	0,55	1,07	10	18

położoną na granicy lica i materiału rodzimego. Wyniki obliczeń będą stanowić podstawę do wyznaczenia współczynników spiętrzenia naprężenia α_k w strefie karbu spawalniczego. Wartości tych współczynników zostaną wykorzystane w dalszych pracach do zasilenia analitycznego modelu obliczeniowego, opartego na kryterium odkształceniowym, umożliwiającego wyznaczenie trwałości zmęczeniowej badanych połączeń spawanych.

Obliczenia przeprowadzono dla trzech wartości naprężenia nominalnego σ_n = 250 MPa, 275 MPa, 300 MPa, odpowiadających przyjętym poziomom naprężeń podczas badań doświadczalnych trwałości połączeń spawanych rozpatrywanych rurociągów.

3. Obliczenia numeryczne stanu odkształcenia i naprężenia w złączach spawanych

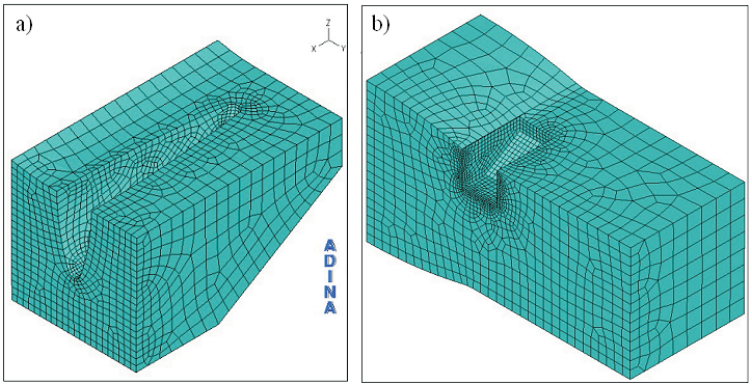
3.1. Opis modelu obliczeniowego

Małe wymiary szczeliny początkowej w odniesieniu do wymiarów rozpatrywanej próbki, a w szczególności mały promień zaokrąglenia (r = 0,07 mm), wpłynęły na ograniczony zasięg koncentracji naprężeń w strefie wpływu karbu. Z tego wzglę-

du rozpatrywany model obliczeniowy zawężono do wycinka próbki o długości 10,5 mm, szerokości 5 mm i wysokości równej grubość ścianki rury (5 mm). Takie uproszczenie zagadnienia wprowadzono między innymi w publikacjach [10, 11], w których autorzy przy obliczaniu naprężeń w długich rurach ograniczyli obszar obliczeń do strefy koncentracji naprężeń w celu uniknięcia zbyt dużej liczby elementów i znacznego skrócenia czasu obliczeń. Przyjęty model obliczeniowy jest symetryczny względem płaszczyzny *yz*, co pozwala na rozwiązanie połowy zadania, przy zastosowaniu odpowiedniego warunku brzegowego, zakładającego brak przemieszczenia w kierunku osi *x*.

Przestrzenną geometrię modelu obliczeniowego utworzono częściowo w module ADINA-M (modeler), a częściowo (karb półeliptyczny) transportowano z programu CAD-PRO/ENGINEER.

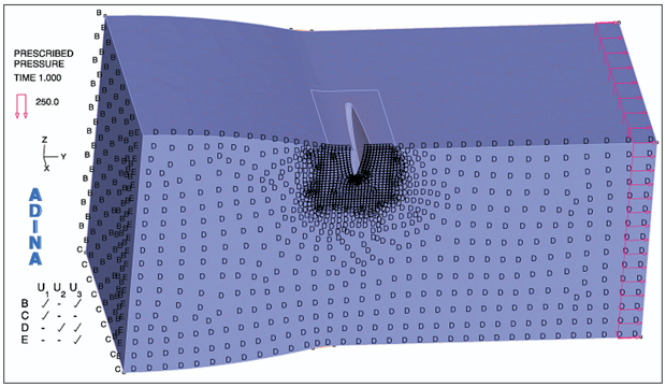
Z powodu bardzo małego promienia wierzchołka karbu dokonano zagęszczenia podziału modelu na powierzchni szczeliny i w obszarze wokół niej. W modelu wyodrębniono strefę bezpośrednio sąsiadującą z karbem, w której przyjęto gęstość podziału siatki MES w granicach od 0,03 do 0,15 mm (rys. 4a) oraz pozostały obszar o gęstości siatki od 0,15 do 0,7 mm (rys. 4b). Należy zaznaczyć, że w programie ADINA zastosowano odpowiednią instrukcję, która zapewnia identyczny podział na elementy w płaszczyznach przylegających do wydzielonego obszaru i wspólne węzły na tych płaszczyznach, co odpowiada połączeniu obu obszarów w jedną



Rys. 4. Siatka MES obszaru wokół karbu (a) i podział modelu na elementy z wyłączeniem obszaru wokół karbu (b)

bryłę. W rezultacie przeprowadzonego podziału otrzymano siatkę MES składającą się z 32 014 ośmiowęzłowych elementów 3D rozpiętą na 18 658 węzłach.

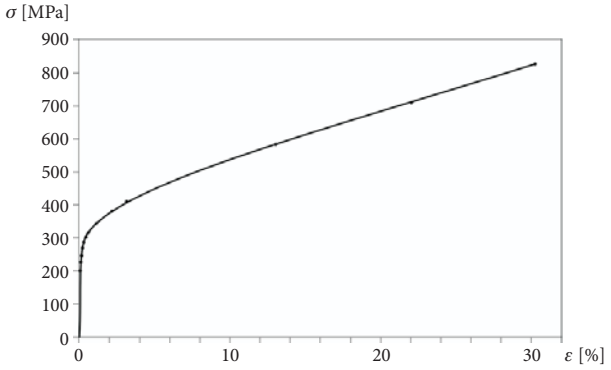
Na rysunku 5 pokazano geometrię rozpatrywanego modelu z zaznaczeniem sposobu podparcia i przyłożenia obciążenia. W pionowej płaszczyźnie symetrii spo-



Rys. 5. Geometria modelu obliczeniowego z zaznaczonym sposobem podparcia i obciążenia

iny odebrano możliwość przemieszczenia we wszystkich trzech kierunkach (x, y, z) natomiast na powierzchni czołowej modelu odebrano możliwość przemieszczenia w kierunku x (warunek symetrii). Do przeciwległej, pionowej powierzchni bocznej przyłożono obciążenie zewnętrzne w postaci ciśnienia.

Ponieważ przy zadanym poziomie obciążeń następuje uplastycznienie okolicy karbu, w obliczeniach zastosowano materiał sprężysto-plastyczny „multiplastic". Model ten umożliwia wykorzystanie rzeczywistej charakterystyki materiału w postaci krzywej rozciągania materiału, odniesionej do przekroju rzeczywistego badanej próbki. Tak zmodyfikowana krzywą $\sigma = f(\varepsilon)$, opracowaną na podstawie statycznej próby rozciągania stali 1.4541, przedstawiono na rysunku 6. W przyjętym modelu obliczeniowym, analogicznie do spotykanych w literaturze modeli analitycznych wyznaczania współczynnika spiętrzenia naprężenia w obrębie złącza spawanego, wykorzystano krzywą rozciągania materiału elementów łączonych.

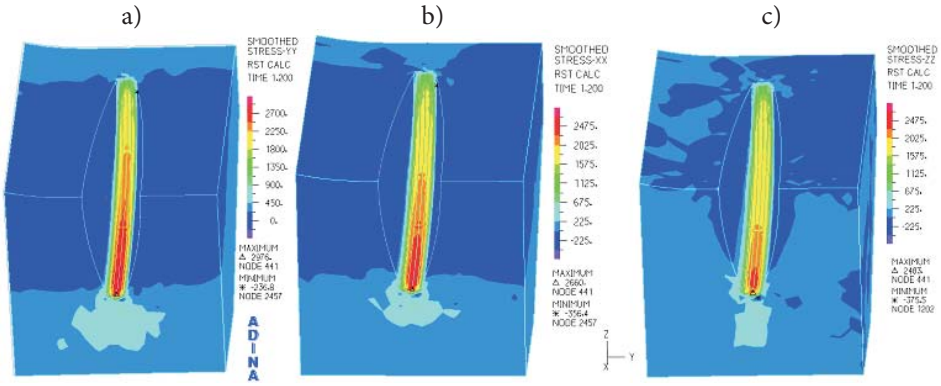


Rys. 6. Krzywa rozciągania stali 1.4541 przyjęta w obliczeniach numerycznych

Ponieważ rozpatrywane zadanie dotyczy zakresu odkształceń sprężysto-plastycznych, w programie została wybrana procedura dużych przemieszczeń i odkształceń (*large displacement*, *large strain*), a rozwiązanie przeprowadzono w sześciu krokach obliczeniowych, w których zadawano stopniowo narastające obciążenie.

3.2. Wyniki obliczeń numerycznych

Obliczenia numeryczne wykonano za pomocą programu MES „ADINA" 8.3.1. Wyniki obliczeń przedstawiono w formie graficznej, w postaci pasm naprężeń i odkształceń. Rozkłady naprężeń składowych σ_{YY}, σ_{XX} i σ_{ZZ} w badanym modelu, uzyskane przy obciążeniu wywołującym naprężenie nominalne σ_n = 300 MPa, zilustrowano na rysunku 7. W obrębie dna karbu, w płaszczyźnie symetrii modelu, obserwuje się znaczne spiętrzenie naprężeń. Wszystkie naprężenia składowe w tym obszarze mają wartość dodatnią.

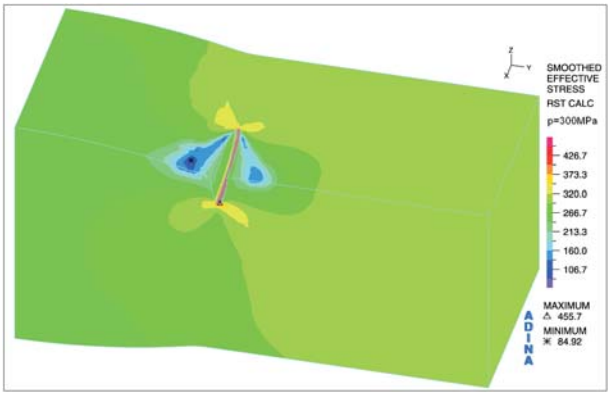


Rys. 7. Rozkłady naprężeń składowych σ_{YY}, σ_{XX} i σ_{ZZ} w modelu badanym przy σ_n = 300 MPa

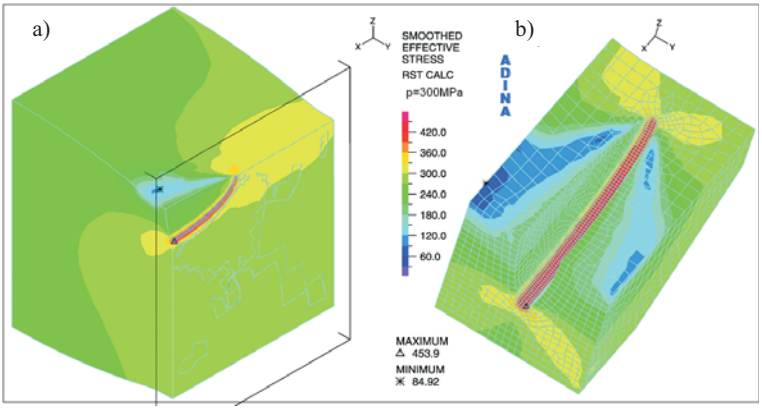
Zamodelowane rozkłady naprężeń składowych posłużyły do wyliczenia rozkładów naprężeń zredukowanych w oparciu o hipotezę Hubera-Misesa.

Wyliczone w ten sposób wielości naprężeń przedstawiono w postaci warstwic na rysunkach (rys. 7-12).

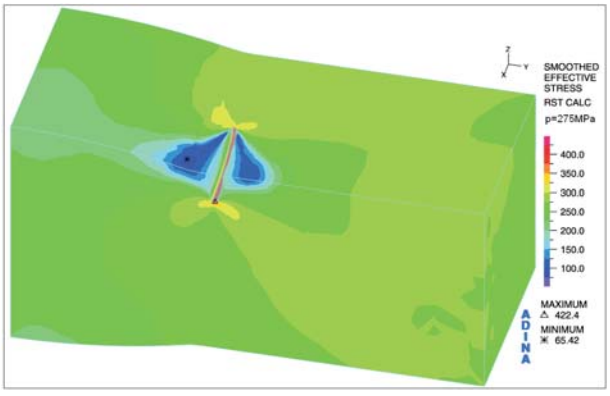
Na rysunku 8 przedstawiono warstwice naprężeń zredukowanych w modelu, w którym wywołano naprężenie σ_n = 300 MPa. Na rysunku 9 przedstawiono koncentracje naprężeń w obrębie szczeliny, w płaszczyźnie symetrii szczeliny (rys. 8a) i w strefie bezpośrednio sąsiadującej z karbem (rys. 8b). Stwierdzono uplastycznienie obszarów położonych w dnie karbu. Brzegi szczeliny na powierzchni próbki są odciążone. Naprężenia w tym obszarze nie przekraczają 120 MPa. Współczynnik spiętrzenia naprężenia, wyrażony jako stosunek naprężenia maksymalnego w obrębie wierzchołka do naprężenia nominalnego, wynosi α_k = 1,51. Kolejne rysunki 10-13



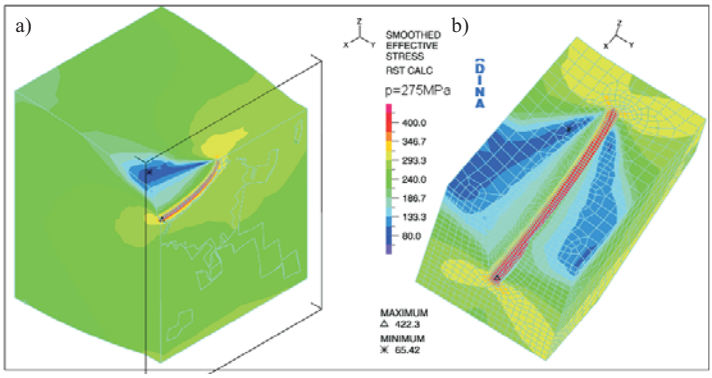
Rys. 8. Rozkład naprężeń zredukowanych w modelu badanym przy σ_n = 300 MPa



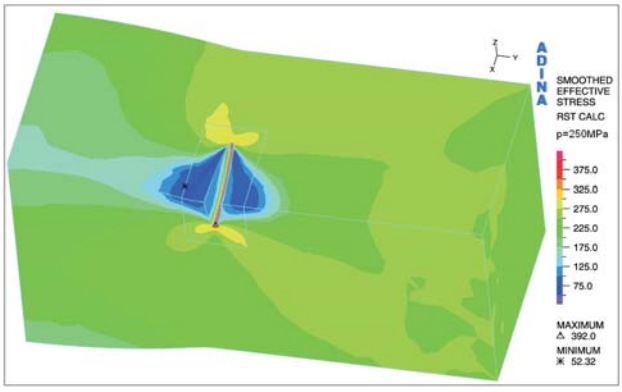
Rys. 9. Rozkład naprężeń zredukowanych w płaszczyźnie symetrii karbu półeliptycznego (a) oraz w obszarze wokół karbu (b) modelu badanego przy σ_n = 300 MPa



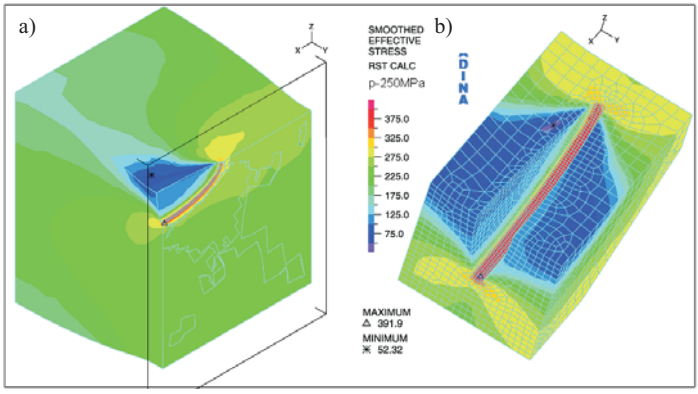
Rys. 10. Rozkład naprężeń zredukowanych w modelu badanym przy σ_n = 275 MPa



Rys. 11. Rozkład naprężeń zredukowanych w płaszczyźnie symetrii karbu półeliptycznego (a) oraz w obszarze wokół karbu (b) modelu badanego przy σ_n = 275 MPa



Rys. 12. Rozkład naprężeń zredukowanych w modelu badanym przy σ_n = 250 MPa

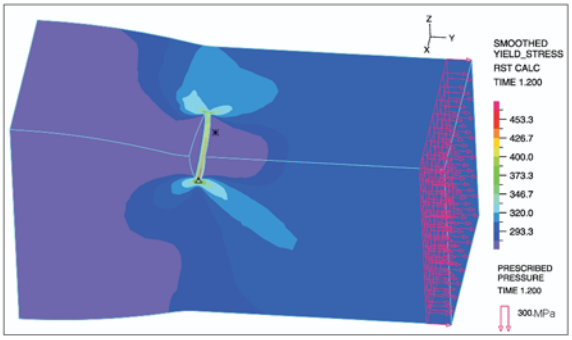


Rys. 13. Rozkład naprężeń zredukowanych w płaszczyźnie symetrii karbu półeliptycznego (a) oraz w obszarze wokół karbu (b) modelu badanego przy σ_n = 250 MPa

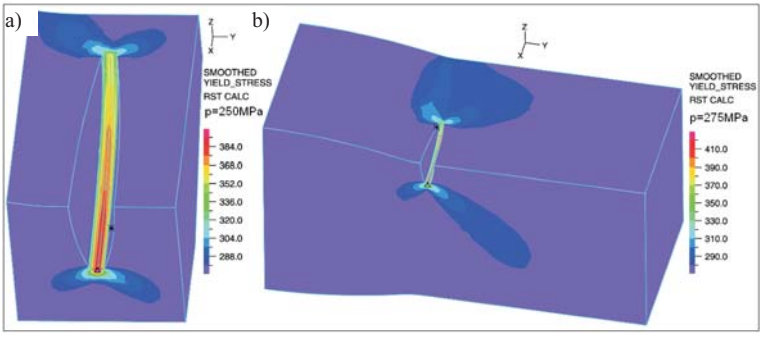
ilustrują pasma naprężeń zredukowanych (wg opisu przedstawionego powyżej) przy obciążeniu modelu odpowiadającemu odpowiednio σ_n = 275 MPa i 250 MPa.

Na podstawie uzyskanych rozkładów naprężeń można stwierdzić, że wraz ze wzrostem wartości obciążenia zewnętrznego (naprężeń nominalnych) rosną wartości maksymalnych naprężeń zredukowanych w dnie karbu i wokół niego. Stosunek maksymalnych naprężeń do nominalnych wyrażony współczynnikiem spiętrzenia naprężeń wynosi odpowiednio α_k = 1,53 (σ_n = 275 MPa) i α_k = 1,57 (σ_n = 250 MPa). Ze wzrostem obciążenia rośnie strefa odkształceń plastycznych próbki. Na rysunku 14 pokazano zasięg strefy uplastycznienia materiału wokół karbu w próbce, w której wywołano naprężenia nominalne σ_n = 300 MPa, przekraczające granicę plastyczności materiału. Jak należało oczekiwać, obszar odkształceń plastycznych rozciąga się od strony przyłożonego obciążenia i obejmuje cześć strefy wpływu karbu.

Rysunek 15 przedstawia te pasma naprężeń w próbkach uzyskane przy naprężeniu σ_n = 250 MPa oraz σ_n = 275 MPa.

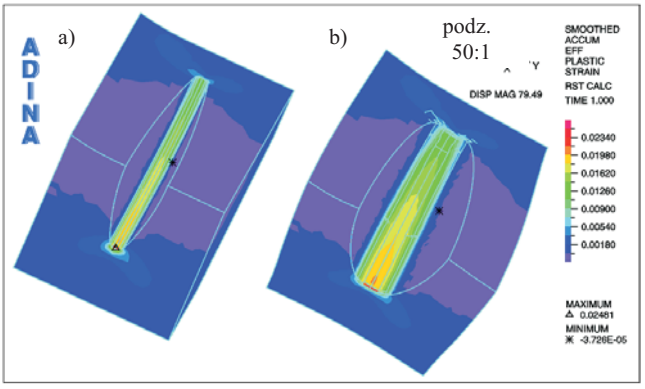


Rys. 14. Zasięg uplastycznienia materiału w próbce badanej przy σ_n = 300 MPa



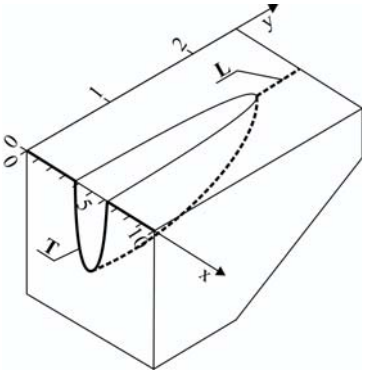
Rys. 15. Zasięg uplastycznienia materiału wokół karbu w próbkach badanych przy σ_n = 250 MPa (a) i σ_n = 275 MPa (b)

Rysunek 16 ilustruje pasma zredukowanych odkształceń plastycznych w próbce badanej przy obciążeniu σ_n = 250 MPa. Na rysunku tym z prawej strony pokazano deformację szczeliny w podziałce 50:1.



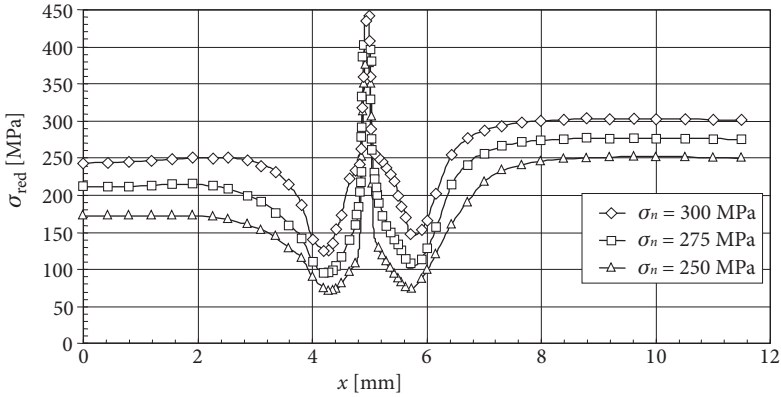
Rys. 16. Rozkład odkształceń plastycznych (a) i deformacja szczeliny w podz. 50:1 (b) w próbce badanej przy σ_n = 250 MPa

Wpływ obecności szczeliny półeliptycznej na rozkład i lokalizację maksymalnych naprężeń ustalono w dwóch wzajemnie prostopadłych kierunkach, wzdłuż linii *T* i *L* zorientowanych zgodnie z rysunkiem 17, przy czym linia *T* leży w płaszczyźnie symetrii szczeliny, prostopadłej do rozpatrywanej spoiny.



Rys. 17. Układ linii *T* i *L* wyznaczających kierunki analizy naprężeń maksymalnych w strefie wpływu szczeliny półeliptycznej

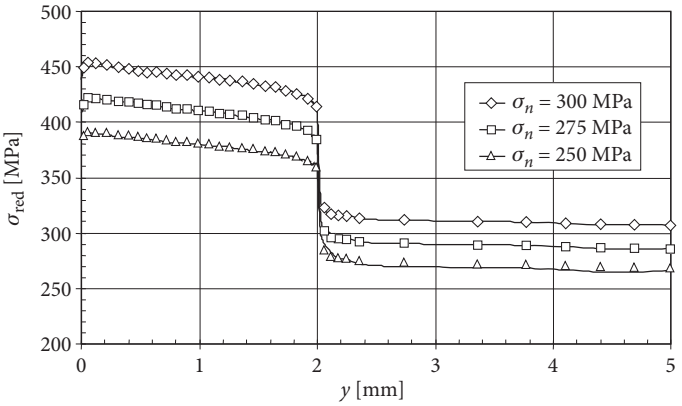
Na wykresie (rys. 18) przedstawiono rozkład naprężeń zredukowanych wzdłuż linii *T* dla trzech rozpatrywanych wartości obciążeń próbek. Wartości naprężeń mają regularne przebiegi od strony przyłożonych obciążeń, równe co do wartości



Rys. 18. Rozkłady naprężeń zredukowanych wzdłuż *T* dla przyjętych obciążeń modelu

obciążeniom nominalnym (prawa strona wykresu). W dnie karbu (współrzędna $x = 5$ mm) widoczna jest koncentracja naprężenia, sięgająca 445 MPa, 410 MPa i 385 MPa odpowiednio przy naprężeniu nominalnym 300 MPa, 275 MPa, 250 MPa. Na brzegach szczeliny (współrzędna $x = 4{,}6$ mm i $x = 5{,}4$ mm) obserwujemy obniżenie naprężeń do poziomu 28÷50% wartości naprężeń nominalnych. Poza brzegiem szczeliny, w kierunku płaszczyzny symetrii spoiny (współrzędna $x = 0$), naprężenia wzrastają, lecz wartości są niższe od nominalnych, co związane jest ze zwiększeniem pola przekroju modelu.

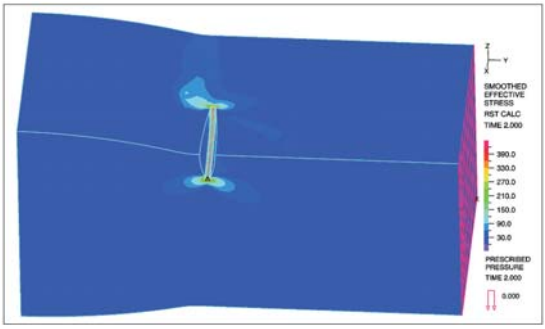
Rysunek 19 przedstawia wykresy rozkładu naprężeń zredukowanych wzdłuż linii *L* dla rozpatrywanych, trzech wartości obciążeń próbki. Linia *L* leży w płaszczyźnie symetrii szczeliny, równoległej do rozpatrywanej spoiny. Strefa koncentracji naprężenia przebiega wzdłuż dna karbu (współrzędne $x = 5$ mm, $y = -2 \div 2$ mm),



Rys. 19. Rozkłady naprężeń zredukowanych wzdłuż linii *L* dla przyjętych obciążeń modelu

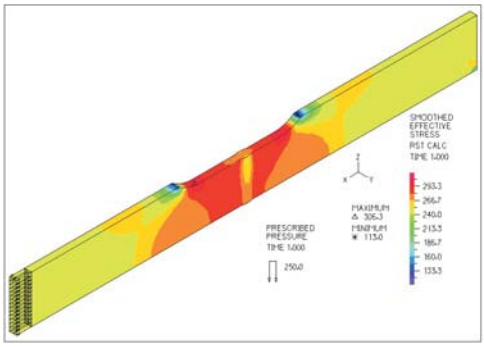
a maksymalne wartości naprężenia występują w obszarach położonych na małej osi „półelipsoidy". Poza szczeliną widoczne jest obniżenie wartości naprężenia do wartości nominalnej.

W kolejnym etapie przeprowadzono obliczenia, mające na celu określenie wielkości naprężeń resztkowych w próbce z karbem, po zdjęciu obciążenia zewnętrznego. Zadanie wymagało powtórzenia obliczeń, w trakcie których w kolejnych krokach rozwiązania obniżano wartość obciążenia nominalnego do zera. Rozkłady zredukowanych naprężeń resztkowych w próbce badanej przy $\sigma_n = 250$ MPa przedstawiono na rysunku 20. Naprężenia te osiągają maksymalną wartość 390 MPa w strefie dna szczeliny półeliptycznej.



Rys. 20. Rozkłady resztkowych naprężeń zredukowanych po odciążeniu próbki badanej przy $\sigma_n = 250$ MPa

Analizie poddano również rozkład naprężeń w próbce spawanej bez karbu półeliptycznego, o geometrii zgodnej z próbkami użytymi w badaniach eksperymentalnych. Geometria modelu została wygenerowana w programie CAD–PRO/ENGINEER. Na rysunku 21 zamieszczono wybraną mapę naprężeń zredukowanych



Rys. 21. Rozkład naprężeń zredukowanych w próbce spawanej bez szczeliny ($\sigma_n = 250$ MPa)

w próbce, w której wywołano naprężenie σ_n = 250 MPa. Widoczna jest koncentracja naprężeń w miejscach zmiany przekroju. Stosunek naprężenia maksymalnego do nominalnego wyrażony współczynnikiem spiętrzenia naprężeń, określony przy σ_n = 250 MPa, σ_n = 275 MPa i σ_n = 300 MPa wynosi α_k = 1,21 – 1,22.

4. Weryfikacja modelu numerycznego

Analizując stan naprężeń i odkształceń, trzeba pamiętać, że w dnie karbu następuje uplastycznienie materiału, nawet gdy obciążenie nie przekracza granicy plastyczności. Tę tezę potwierdzają m.in. wyniki wykonanych obliczeń numerycznych przedstawionych w p. 3 niniejszej pracy. Wytężenie w dnie karbu, określone za pomocą metody elementów skończonych można zweryfikować za pomocą zależności analitycznych.

W literaturze występują publikacje [12, 13] przedstawiające rezultaty prac prowadzonych nad wprowadzeniem metodyki określania współczynnika kształtu. Opracowane metody pozwalają na wyznaczenie współczynnika kształtu dla połączeń spawanych. Najczęściej do tego celu wykorzystywanymi są metody: Jewdokimowa, Lawrence'a oraz Ushirokawy i Nakayamy.

Pierwsza z wymienionych metod — metoda Jewdokimowa [12] — ma zastosowanie w podstawowych złączach spawanych. Metoda ta bazuje na uogólnionych badaniach przeprowadzonych metodą elastoplastyczną w zakresie sprężysto-plastycznym. Badania przeprowadzono na złączach spawanych pokrytych warstwą optycznie aktywną. Metoda ta uwzględnia niedoskonałości, jakie mogą wystąpić w spoinie, takie jak: obrót, uskok czy podtopienie. Według tej metody współczynnik kształtu α_k jest iloczynem dwóch współczynników α_{kc} i α_p, znajdowanych na podstawie odpowiednich wykresów.

$$\alpha_k = \alpha_{kc} \cdot \alpha_p, \tag{1}$$

gdzie: α_k — całkowity współczynnik kształtu;
α_{kc} — współczynnik kształtu przy rozciąganiu i zginaniu spoiny czołowej; o obrysie lica zbliżonym do okręgu, o szerokości równej grubości łączonych elementów;
α_p — współczynnik poprawkowy uwzględniający rzeczywistą szerokość spoiny.

Jak wcześniej wspomniano, metoda Jewdokimowa uwzględnia niedoskonałości wykonania złącza. Wpływ obecności wad złącza na spiętrzenie naprężeń rzeczywistych w obrębie spoiny uwzględniają współczynniki α_1, α_2, α_3 wprowadzone do wzoru (2).

$$\alpha_k = \alpha_k^i \cdot \alpha_1 \cdot \alpha_2 \cdot \alpha_3, \tag{2}$$

gdzie: α_k^i — współczynnik kształtu dla złącza doczołowego;
α_1, α_2, α_3 — współczynniki poprawkowe uwzględniające kolejno: obrót, uskok i podtopienie spoiny.

W metodzie Lawrencea [12] współczynnik α_k wyznacza się z zależności (3), w której uwzględniono wielkości A, B i C zależne od rodzaju złącza spawanego, sposobu obciążenia i geometrii spoiny.

$$\alpha_k = B \cdot \left[1 + A \cdot \left(\frac{t}{\rho} \right)^C \right], \tag{3}$$

gdzie: $A = 0,27\left(\mathrm{tg}\theta\right)^{0,25}$; $B = 1$; $C = 0,5$ — dla rozciągania;
t, ρ — wielkości określające geometrię złącza spawanego (rys. 1).

Metodę Ushirokawy-Nakajamy [12] opracowano na podstawie wyników analizy wytężenia w dnie karbu, przeprowadzonej za pomocą metody elementów skończonych.

Wyjściowa zależność przedstawia wyrażenie (4):

$$\alpha_k = \left\{ 1 + f(\theta) \left[g(\rho) - 1 \right] \right\} C\left(\frac{a}{t} \right), \tag{4}$$

gdzie: $f(\theta)$ — funkcja korekcyjna ujmująca wpływ kąta wzniosu θ (rys. 1);
$g(\rho)$ — funkcja korekcyjna ujmująca wpływ promienia przejścia ρ (rys. 1);
$C\left(\frac{a}{t}\right)$ — funkcja korekcyjna ujmująca wpływ braku przetopu w grani spoiny.

$$f(\theta) = \frac{1 - \exp\left[-0,9(\pi - \theta)\sqrt{\frac{W}{2\mathrm{h}}} \right]}{1 - \exp\left[-0,9\frac{\pi}{2}\sqrt{\frac{W}{2\mathrm{h}}} \right]} \tag{5}$$

$$g(\rho) = a_t \cdot g_t(\rho) + a_b \cdot g_b(\rho), \tag{6}$$

gdzie a_t, a_b pełnią rolę współczynników korekcyjnych odnoszących się odpowiednio do rozciągania i zginania,

przy czym:

$$g_t(\rho)=1+b_t\left[\frac{h}{\rho}\cdot\frac{1}{2{,}8\dfrac{W}{t}-2}\right]^{0{,}65}, \tag{7}$$

gdzie: $b_t = 2{,}0$; $W = t + 2h + 0{,}6h_p$

$$g_b(\rho)=1+b_b\left[\operatorname{tgh}^{\frac{1}{2}}\left(\frac{2t_p}{t+2h}+\frac{2\rho}{t}\right)\right]\cdot$$
$$\cdot\left\{\operatorname{tgh}\left[\frac{\left(\dfrac{t+2h}{t}-1\right)^{\frac{1}{4}}}{1-\dfrac{\rho}{t}}\right]\right\}\cdot\left[\frac{0{,}13+0{,}65\left(1-\dfrac{\rho}{t}\right)^4}{\left(\dfrac{\rho}{t}\right)^{\frac{1}{3}}}\right] \tag{8}$$

$b_b = 1{,}5$ — dla złączy czołowych;

$$C\left(\frac{a}{t}\right)=1+0{,}64\frac{\left(\dfrac{a}{t}\right)^2}{\left(\dfrac{2h}{t}\right)}-0{,}12\frac{\left(\dfrac{a}{t}\right)^4}{\left(\dfrac{2h}{t}\right)^2}. \tag{9}$$

Zestawienie wyliczonych za pomocą zależności analitycznych maksymalnych i minimalnych wartości współczynnika spiętrzenia naprężenia α_k zamieszczono w tabeli 2.

Tabela 2

Wyliczone wartości współczynników kształtu dla połączenia spawanego badanego odcinka rurociągu (oznaczenia tak jak na rysunku 1)

t [mm]	ρ [mm]	b [mm]	h [mm]	Θ [°]	α_k wg Jewdokimowa		α_k wg Lawrence'a		α_k wg Ushirokawy-Nakajamy	
					$\alpha_{k\min}$	$\alpha_{k\max}$	$\alpha_{k\min}$	$\alpha_{k\max}$	$\alpha_{k\min}$	$\alpha_{k\max}$
5	1,8	13,2	1,07	18	1,22	1,34	1,26	1,31	1,26	1,41

4. Podsumowanie

W pracy zaprezentowano wyniki numerycznej symulacji spiętrzenia naprężenia w strefie połączenia spawanego wycinków rurociągu przemysłowego, wykonanego ze stali austenitycznej 1.4541. Otrzymane wyniki analizy, uwzględniającej możliwość wystąpienia wady spoiny w postaci szczeliny półeliptycznej na granicy lica i materiału rodzimego, pozwalają na określenie stopnia stałego spiętrzenia naprężenia, opisanego współczynnikiem kształtu α_k wynoszącego odpowiednio:

— dla próbek bez szczeliny półeliptycznej $\alpha_k = 1{,}21 - 1{,}22$,
— dla próbek ze szczeliną półeliptyczną $\alpha_k = 1{,}51 - 1{,}57$.

Uzyskane z analizy numerycznej wyniki odniesiono do wyników obliczeń analitycznych przeprowadzonych w oparciu o metody Jewdokimowa, Lawrence'a oraz Ushirokawy i Nakayamy. Różnica wyliczonych na podstawie powyższych metod analitycznych i metody numerycznej wartości współczynników kształtu dla próbek bez szczeliny półeliptycznej różnią się o:

— (0,8-9,8)% w przypadku metody Jewdokimowa,
— (4,1-7,4)% w przypadku metody Lawrence'a oraz
— (4,1-15,6)% w przypadku metody Ushirokawy i Nakayamy.

Otrzymane wyniki otwierają kierunki dalszych prac mających na celu modyfikację modelu numerycznego, umożliwiającą przeprowadzenie obliczeń spiętrzenia naprężeń w strefie złącza spawanego z uwzględnieniem propagującego pękania.

Artykuł wpłynął do redakcji 8.07.2008 r. Zweryfikowaną wersję po recenzji otrzymano w styczniu 2009 r.

LITERATURA

[1] L. Śnieżek, W. Krasoń, *Badania doświadczalne i analiza numeryczna naprężeń własnych w elementach rurociągu chemicznego*, Analizy numeryczne wybranych zagadnień mechaniki, red. T. Niezgoda, roz. 9, Wojskowa Akademia Techniczna, Warszawa, 2006.

[2] L. Śnieżek, S. Stępień, P. Kulec, *A probabilistically approached forecast of the fatigue life of notched members*, Technical Sciences, no. 9, 2006, 79-94.

[3] Cz. Goss, L. Śnieżek, *Investigation Into Fatigue Life of Welded Chemical Pipelines*, ECF 16 — 16th European Conference of Fracture, Alexandroupolis, Greece, July 3-7, 2006, Abstract: 173-174 (CD-6 pages).

[4] W. Krasoń, L. Śnieżek, *Badania naprężeń własnych w elementach rurociągu chemicznego z zastosowaniem MES*, Konferencja Naukowo-Techniczna — Programy MES w komputerowym wspomaganiu analizy, projektowania i wytwarzania, Giżycko 2005, 333-340.

[5] L. Śnieżek, W. Krasoń, M. Lech-Grega, *Analysis of Residual Stresses in Welded Chemical Pipelines made of the Austenitic Steel 1H18N9T*, European Congress on Advanced Materials and Processes, Prague-Czech Republic 2005, 55, www.euromat2005.fems.org.

[6] Cz. Goss, L. Śnieżek, Ł. Maj, *Trwałość zmęczeniowa połączeń spawanych rurociągów chemicznych w ujęciu odkształceniowym*, Zeszyty Naukowe Politechniki Opolskiej-Mechanika, 304, 2005, 82, 315-322.

[7] K. Ferenc, *Spawalnictwo*, Wydawnictwa Naukowo-Techniczne, Warszawa, 2007.

[8] D. Pigneaux, L. Gilgert, *Notch effect in welded joints submitted to fatigue, Notch effects in fatigue and fracture*, NATO Science Series, 11, Notch Effects in Fatigue and Fracture, Kluwer Academic Publishers, 2001, 347-361.

[9] D. Golański, *Modelowanie w technologii spajania*, Tempus, PW, Warszawa, 1997.

[10] H. Adib, S. Jallouf, C. Schmitt, A. Carmasol, G. Pluvinage, *Evaluation of the effect of corrosion defects on the structural integrity of X52 gas pipelines using the SINTAP procedure and notch theory*, International Journal of Pressure and Piping, 84, 2007.

[11] H. F. Chen, D. W. Shu, *Lower and upper bound limit analyses for pipeline with multi-slots of various configurations*, International Journal of Pressure Vessels and Piping, 77, 2000.

[12] Cz. Goss, S. Kłysz, W. Wojnowski, *Problemy niskocyklowej trwałości zmęczeniowej wybranych stali i połączeń spawanych*, Wydawnictwo Instytutu Technicznego Wojsk Lotniczych, Warszawa, 2004.

[13] W. Wojnowski, Cz. Goss, M. Łubiński, *Load capacity of welded connections taking into account low cycle fatigue*, Politechnika Krakowska, Kraków, 22-23.04.2004.

Pracę wykonano w ramach Polsko-Słoweńskiego Projektu *Fatigue properties of welded joints in structural steels under exploatation condition* realizowango w latach 2008-2009.

V. GLIHA, L. ŚNIEŻEK, J. ZIMMERMAN

Numerical analysis of strain and stress in weld zone of industrial pipeline

Abstract. In the paper, results of numerical analysis of strain and stress in the zone of welded joint of the chemical pipeline [operating at the Nitrogen Works in Tarnów (ZAwT)] are shown.
Pipelines elements under investigation were included as a part of a production line of the nitric acid. The results were used to calculate stress concentration factor in the welding notch surrounding. Calculated factors are going to be used as a part of elaborated, analytical calculation model based on strain criteria allowing determination of fatigue strength of welded joints under investigation. In the numerical calculation, existence of the welding notch in the shape of semi-elliptical, located on the border of the face of weld and the based material was taken into account. Geometry of the modelled welds was achieved from measurements of the characteristic weld dimensions of the actual objects.
Keywords: pipeline — fatigue strength, mechanical engineering and machinery maintenance, welded joints, numerical analysis
Universal Decimal Classification: 621.644, 539.4

Biuletyn WAT
Vol. LVIII, Nr 2, 2009

Organization of the evolutionary process responsible for creating neural networks in assembler encoding

TOMASZ PRACZYK

Naval University, 81-103 Gdynia, Śmidowicza 69, Poland

Abstract. Assembler Encoding (AE) represents Artificial Neural Network (ANN) in the form of a simple program called Assembler Encoding Program (AEP). The task of AEP is to create the so-called Network Definition Matrix (NDM) including all the information necessary to construct ANN. AEPs and in consequence ANNs are formed by means of evolutionary techniques.
To make AE an effective tool for creating ANNs it is necessary to appropriately organize all the evolutionary processes responsible for generating AEPs, i.e., it is necessary to properly select values of different parameters controlling the evolutionary process mentioned. To determine optimal conditions of the evolution in AE, experiments in a predator-prey problem were performed. The results of the experiments are presented at the end of the paper.
Keywords: evolutionary neural networks
Universal Decimal Classification: 007

1. Introduction

ANNs constitute a sub-domain of artificial intelligence that is broadly used to solve various problems in different fields (e.g. pattern classification, function approximation, optimization, image compression, associative memories, robot control problems, etc.). The performance of ANNs highly depends on two factors, i.e., network's topology and a set of network's parameters (typically weights). Therefore, to develop an appropriate network it is necessary to determine the architecture and parameters. There are many different ANN learning algorithms (e.g. BackPropagation) that change values of parameters leaving the structure completely intact. In such a case, the process of searching for the proper network's topology is the task of a network's designer who arbitrarily chooses the network's

structure, starts network learning and finally puts the network to a test. If the result of the test is satisfactory, the learning process is stopped. If not, it is continued further. The designer manually determines the next potential network's topology and runs the learning algorithm again. Such loop — topology determination and learning is repeated until the network which is able to carry out a dedicated task at an appropriate level is found. At first glance, it is apparent that such a procedure could be very time-consuming and, what is worse, in the case of more complex problems, can lead to a situation when all chosen and trained networks would be incapable of solving the task.

In addition to the learning concept presented above, there exist other approaches that can be called constructive and destructive. The constructive ones use a learning philosophy that consists in incremental development of ANN starting from small architecture. At the beginning, ANN has a small number of components to which next components are gradually added until a resultant network fully meets the requirements imposed. On the other hand, the destructive ones prepare a large fully connected ANN and then try to remove individual elements of the network, such as synaptic connections and neurons.

Genetic Algorithms (GAs) are the next technique that has been successfully applied to search for optimal ANNs [4, 5, 11] for the recent years. GA processes a population of genotypes that typically encode one phenotype although encoding several phenotypes is also possible. In evolution of ANNs genotypes there are encodings of corresponding networks (phenotypes). The evolutionary procedure involves selecting genotypes (encoded networks) for reproduction based on their fitness, and then by introducing genetically changed offspring (mutation, crossover and other genetic operators) into next population. Repeating the whole procedure over many generations causes the population of encoded networks to gradually evolve into individuals that correspond to high fitness phenotypes (ANNs).

There are a lot of ANN encoding methods [3, 7, 8, 10, 12, 13, 14]. In principle, all the existing encoding methods can be divided into two main classes, i.e., direct encodings and indirect encodings. As for the direct methods, all the information necessary to create ANN (e.g. weights, number of neurons, number of layers) is directly stored in chromosomes. Thus, to encode larger networks, larger chromosomes are necessary, which is the main drawback of the direct methods. As regards the indirect methods, we deal with chromosomes which are recipes how to create a network. Such encodings can be used to create larger neural architectures by means of relatively short chromosomes.

The paper presents a new indirect encoding method called Assembler Encoding (AE). AE originates from the cellular [7] and edge encoding [10]. However, it also has features common with Linear Genetic Programming presented, among other things, in [9, 15]. AE assumes that ANN is represented in the form of a program (Assembler Encoding Program — AEP) whose structure is similar to the structure

of a simple assembler program. AEPs are formed by means of GAs. The task of each AEP is to create NDM which determines synaptic weights between neurons in ANN designed. In AE, the process of ANN construction consists of three stages. At first, GA is used to produce AEPs. Next, each AEP creates and fills up NDM. Then, the matrix created is transformed into ANN.

AE has many variants. The individual variants differ in the method used to encode AEP in the form of genotype, in the method used to create modular ANNs, in types of operations used in AEPs, and in types of GAs used to process individual parts of AEPs. To define one final version of AE, different experiments were carried out. The results of the experiments mentioned are presented among other things in [19, 20, 21, 22]. The current paper is a continuation of prior works and its main goal is to define the key element of AE, i.e., the evolutionary process responsible for creating AEPs and ANNs. In AE, to produce AEPs and in consequence ANNs, genetic algorithms (GAs) are used. The evolution of AEPs takes place in many different populations. Each population includes a different element of AEP. To create AEP, elements from each population have to be combined together. In order for AEP to be effective representation of ANN, all its elements have to cooperate. To accomplish the cooperation between individual elements of AEP, the evolution in each population has to be appropriately organized, i.e., it is necessary to properly determine different parameters controlling the evolution in each population. The main goal of the paper is to answer the following question: how to organize the evolution in AE, so as to make ANNs created possibly the most effective? To answer the question, the experiments were carried out. During the experiments, the task of each ANN was to control a team of cooperating agents-predators. The common goal of the predators was to capture a fast moving agent-prey behaving by a simple stochastic strategy.

The paper is organized as follows: section 2 is a short presentation of AE; section 3 is a detailed description of the model of evolution used in AE; section 4 illustrates the results of the experiments; section 5 is the summary.

2. Assembler encoding — fundamentals

In AE, ANN is represented in the form of a program called AEP. AEP is composed of two parts, i.e., the part including operations (the code part of AEP) and the part including data (the memory part of AEP). The task of AEP is to create and to fill in NDM with values. To this end, AEP uses the operations. The operations are run in turn. When working, the operations use data located at the end of AEP (Fig. 1). Once the last operation finishes its work the process of creating NDM is completed. NDM is then transformed into ANN.

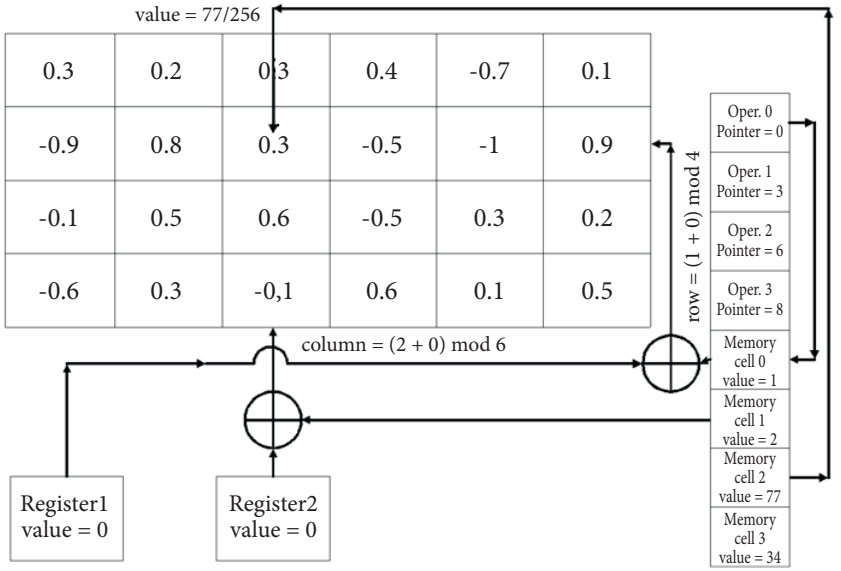


Fig. 1. Diagram of AE (AEP presented on the right includes four operations and four memory cells. Operation 0 changes a single element of NDM. To this end it uses three consecutive memory cells. The first two cells store an address to the element of NDM being updated. To determine the final address of the element mentioned values of registers are also used. The third memory cell used by the Operation 0 stores a new value of the element. The value is scaled before NDM is updated. A pointer to the memory part of AEP, where three cells used by the Operation 0 are located, is included in the Operation itself.)

AEPs can use various operations. The main task of most of the operations is to modify NDM. The modification can involve a single element of NDM or a group of elements. In Fig 2 an example operation used in AE is presented.

CHGC0 operation presented in Fig. 2 modifies values of elements of NDM located in the column indicated by the parameter p_0 and the register R_2. The number of elements being updated is stored in the parameter p_2. The index of the first element being updated is located in the register R_1. To update elements of NDM CHGC0 uses data from AEP. The index to a memory cell including the first data used by CHGC0 is stored in p_1.

In addition to the operations whose task is to modify elements of NDM, AE also uses operations changing the size of NDM. AE assumes that the initial size of NDM is encoded in the chromosome with data (Fig. 3). Then, each AEP has a potential to modify the size of NDM through use of operations ADDN and DELN. ADDN adds new rows and columns to NDM. This procedure corresponds to adding new neurons to ANN — neurons unconnected with the rest of ANN. The addition of new neurons does not destroy connections established in ANN. The task of DELN is to remove a single neuron from ANN. The elimination of a neuron practically takes place through removing corresponding row and column from NDM.

```
CHGC0(p0,p1,p2,*)
{
column=(abs(p0)+R2)mod NDM.height;
numberOfIterations=abs(p2)mod NDM.width;
for(i=0;i<=numberOfIterations;i++)
      {
      row=(i+R1)mod NDM.width;
      NDM[row,column]=D[(abs(p1)+i)mod D.length]/Max_value;
      }
}
```

Fig. 2. CHGC0 changing a part of column of NDM (*D*[i] — the i[th] data in AEP, *D.length* — the number of memory cells)

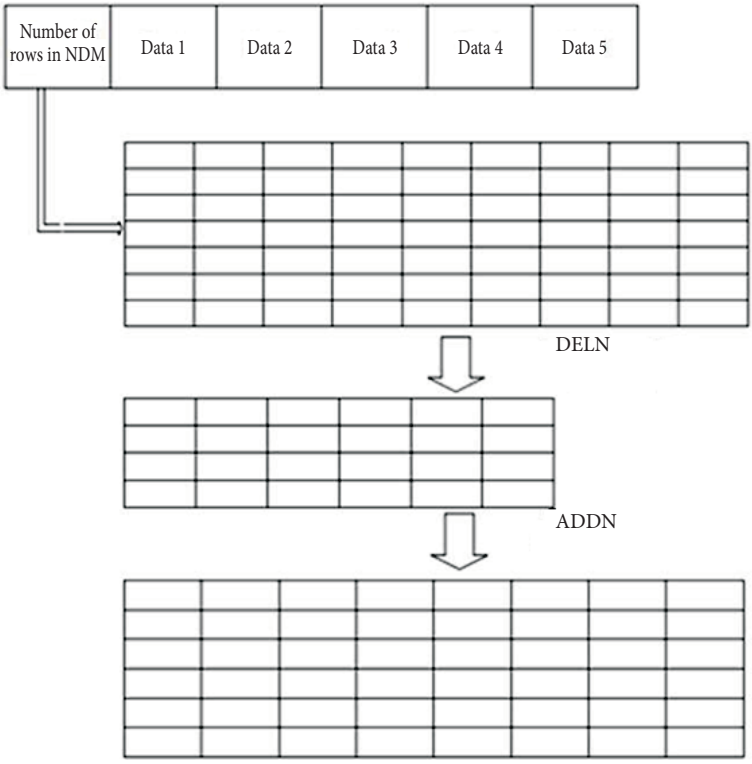


Fig. 3. Using ADDN and DELN by AEP

In addition to the operations presented above, AE also uses a jump operation denoted as JMP. This operation makes it possible to repeatedly use the same code of AEP in different places of NDM. It is possible thanks to changing values of the registers once the jump is performed.

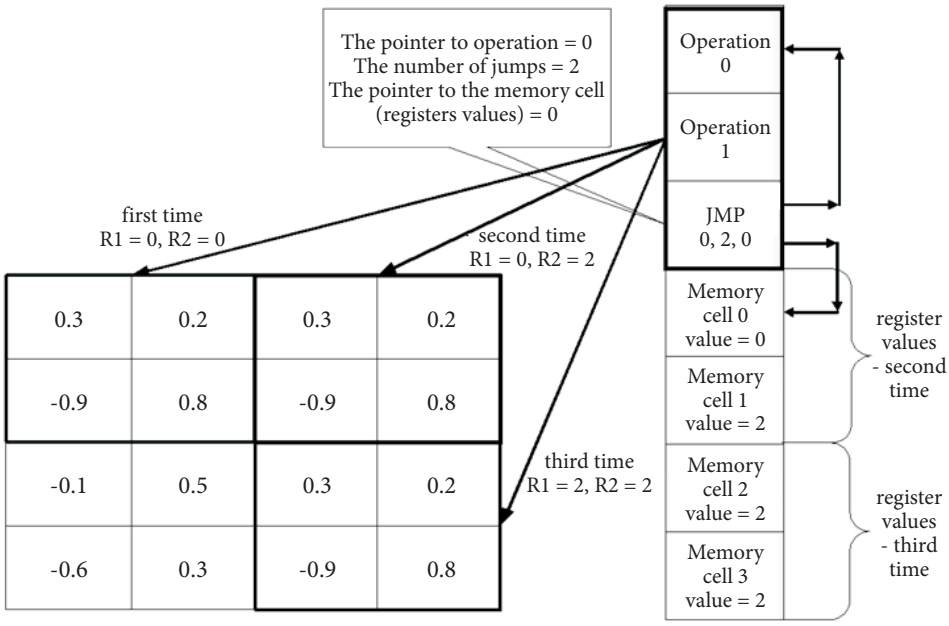


Fig. 4. JMP operation

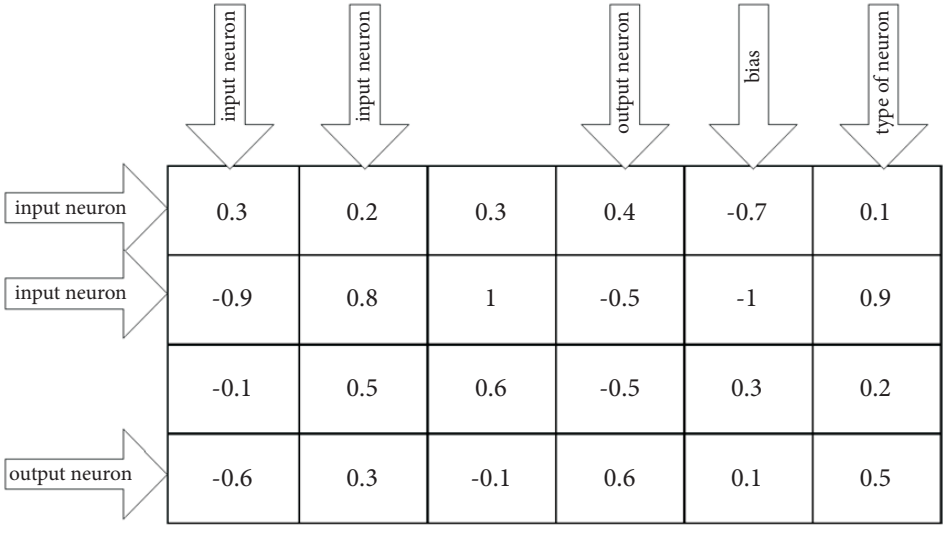


Fig. 5. NDM as Connectivity Matrix

Once AEP finishes its work, the process of transforming NDM into ANN is started. To make it possible to construct ANN based on NDM, the latter has to include all the information necessary to create the network. When we wish to create the same skeleton of ANN, i.e., ANN without weights of interneuron connections determined, NDM can take the form of the classical connectivity matrix (CM) [12], i.e., a square, binary matrix of the number of rows and columns equal to the number of neurons. The value "1" in the i^{th} column and the j^{th} row of such a matrix means the connection between the i^{th} neuron and the j^{th} neuron. In turn, the value "0" means lack of the connection between these neurons. When the purpose is to create complete ANN with determined values of weights, types of neurons, parameters of neurons, NDM should take the form of a real valued variety of CM, with extra columns or rows containing definitions of individual neurons. The example of such NDM is presented in Fig. 5.

3. The model of the evolution used in AE

In AE, AEPs and in consequence ANNs are created by means of GAs. The evolution of AEPs proceeds according to Cooperative Coevolution GA (CCGA — Fig. 6), i.e., the scheme proposed by Potter and De Jong [17, 18]. The scheme assumes a division of the evolutionarily created solution into parts. Each part

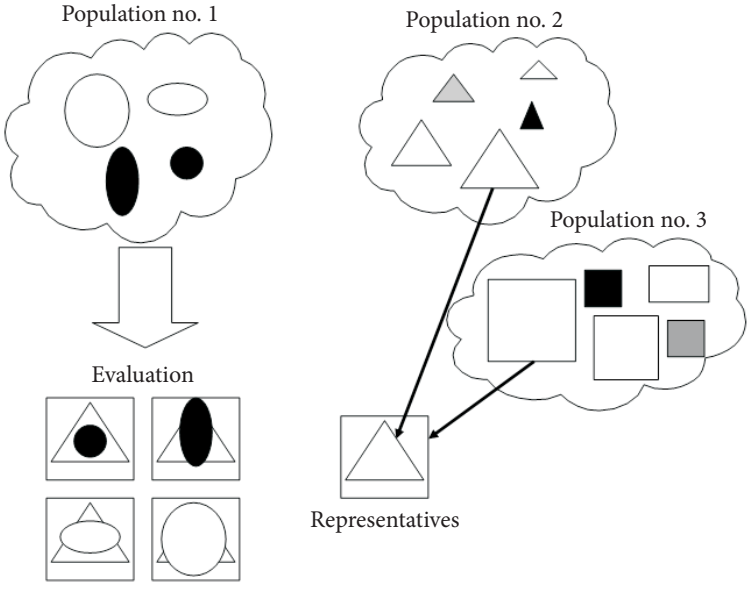


Fig. 6. Evaluation in CCGA

evolves in a separate population. The complete solution is formed from selected representatives of each population.

To use the scheme above in relation to AEPs, it is necessary to divide them into parts (Fig. 7). In the case of AEPs, the division is natural. The operations and data make up natural parts of AEPs. Since the evolutionary scheme chosen assumes the evolution of each part in a separate population, AEP consisting of *n* operations and a sequence of data evolves in *n* populations with operations and one population with data. During the evolution, AEPs expand gradually. Initially, all AEPs include one operation and a sequence of data. The operations and the data come from two different populations. When the evolution stagnates, i.e., lack of progress in fitness of generated solutions is observed over some period, a set of the populations containing the operations is enlarged by one population. This procedure extends all AEPs by one operation.

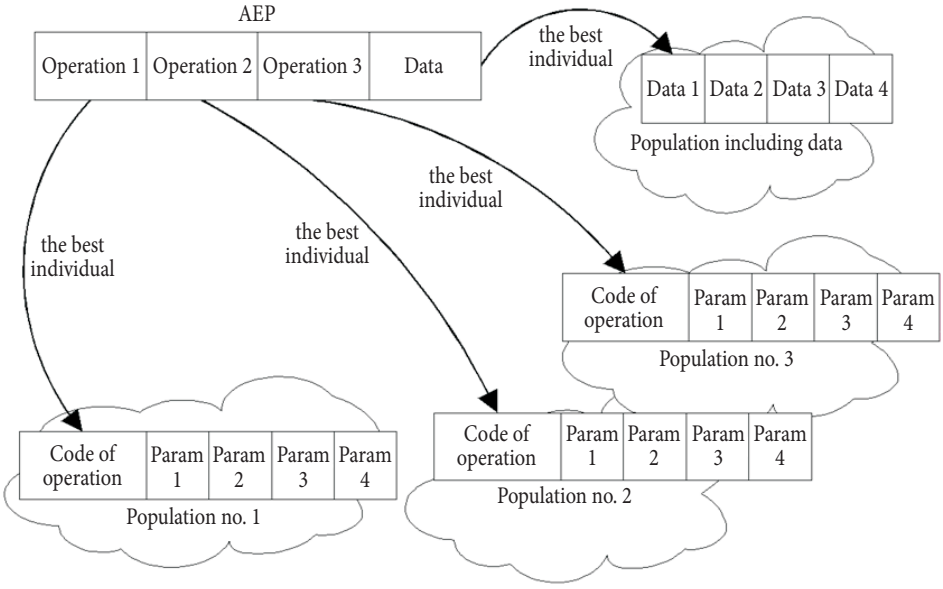


Fig. 7. Evolution of AEPs

In AE, the operations and data are usually encoded in the form of binary strings (in AE, two classes of operations are used, i.e., four-parameter operations encoded as binary strings and three-parameter operations encoded as strings including zeros, ones and the so-called *don't cares* — "#" [2, 6]. In the experiments reported in the paper only four-parameter operations are used). Each chromosome-operation includes five blocks of genes. The first block determines a code of the operation, while the remaining blocks contain a binary representation of four

parameters of the operation (e.g. 01000|11000|01000|00000|00100 represents the following operation: CHGC0|-1|1|0|2). Chromosomes-data are vectors including binary encoded integers. Each integer encodes a single element of data. In AE, all chromosomes-operations have the same length. Chromosome-data can change the length during the evolutionary process.

4. Experiments

As noted above, AEPs evolve in many separate populations. In order to obtain effective AEPs and in consequence ANNs, individuals from different populations have to cooperate. It involves not only operations and data but also the operations themselves. Operations and data from different populations have to match up to form high quality AEPs. The main goal of the experiments, reported in the paper, was to discover general rules of how to control the evolution in AE so as to produce cooperating operations and data, and to make AEPs and ANNs possibly the most effective. In the experiments, different configurations of parameters supervising the evolutionary process in AE were tested. Each configuration was used thirty times, i.e., thirty ANNs were created for each of them. The task of ANNs created during

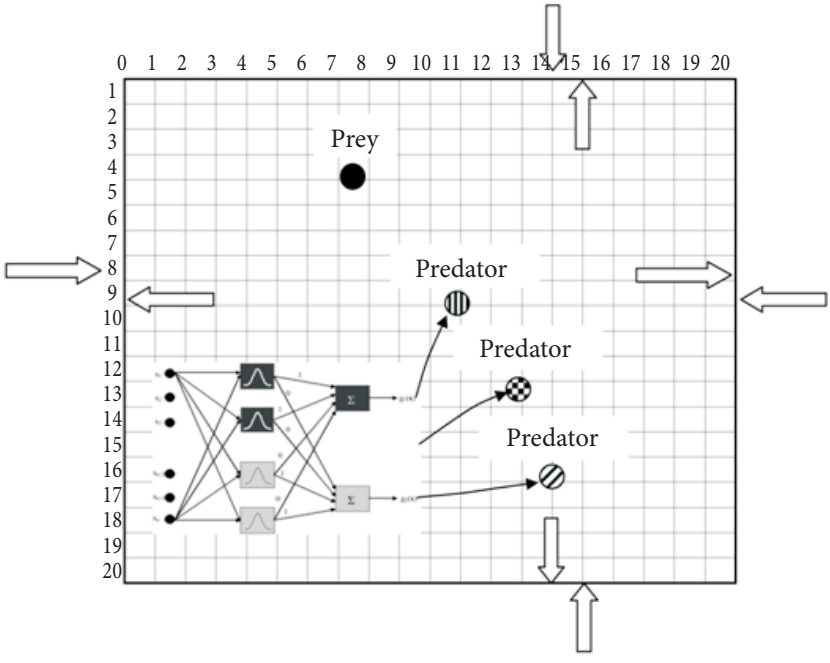


Fig. 8. Artificial world in which task of predators was to capture prey

the tests, was to control a set of cooperating predators whose common goal was to capture a fast moving prey. The experiments were performed in the configuration with one prey and three chasing predators. The prey behaved according to a simple stochastic algorithm whereas the predators were controlled by a single ANN.

4.1. Environment

The predators and the prey lived in common environment. We used 20×20 square without obstacles to represent the environment. In order to ensure infinite space for the predators and the prey and for their struggles, we made the environment open at each side. This means that every attempt to move beyond upper, lower, right or left border of the square caused the object making such an attempt to move to the opposite side of the environment. As a result, a simple strategy of predators consisting in chasing the prey did not work. In such situation, the prey in order to evade predators, could simply escape up, down, right or left.

4.2. Residents of the artificial world

In the experiments, three predators and one prey coexisted in the artificial environment. The predators were controlled by ANN produced by AEP. They could select five actions: to move in North, South, West, East direction or to stand still. The length of the step made by every predator was 1 while the step made by the prey amounted either to 2 or to 1. In order to capture the prey, the predators had to cooperate. Their speed was either two times slower or the same as speed of the escaping prey so they could not simply chase the prey to grasp it. We assumed that the prey was captured if the distance between it and the nearest predator was lower than 2.

In the experiments, we used three types of prey — a simple prey, an advanced prey, and a random advanced prey. The preys, regardless of the type, did not move when no predator was closer to them than 5. Otherwise, the simple prey moved directly away from the nearest predator. Making decision, the advanced prey, unlike its simpler counterpart, always took into consideration the location of all the predators that were situated close to it. Actions performed by the advanced prey always maximized the average distance between the prey and all the predators that were close to it. The only difference between the random advanced prey and its deterministic counterpart is that the random prey, when was running away, sometimes took random decisions. That is, actions performed by the random advanced prey were either random or they maximized the average distance between the prey and all the predators that were close to it. The prey, regardless of the type, when was running away could select four actions: to move in North, South, West or East direction.

4.3. Neural controllers

Feed-forward ANNs used in the experiments contained three types of neurons: radial, sigmoid, and linear neurons. The information about the type of neuron was located in an additional column of NDM. Each matrix included three additional columns. The remaining two columns contained information about bias and value of one parameter of each neuron.

ANNs constructed during the experiments had usually six inputs and three outputs (in some cases ANNs did not require so many inputs to effectively control predators). The number of outputs corresponded to the number of predators. In turn, the number of inputs was twice the number of predators. Each output gave commands to one predator. In turn, each input informed about vertical or horizontal distance between the prey and one of the predators.

4.4. Evaluation process

In order to evaluate ANNs we used thirty different scenarios. The tests proceeded in the following way. At first, each ANN was tested in the scenario no. 1. If the predators controlled by ANN could not capture the prey during some assumed period, the test was stopped and ANN received appropriate evaluation that depended on the distance between the prey and the nearest predator. However, if the predators grasped the prey, they were put to test according to next scenario. During the experiments, we assumed that the predators could perform 100 steps before the scenario was interrupted.

The scenarios used in the experiments differed in initial position of the prey, in the length of step of the prey and in the type of the prey applied (simple, advanced, random advanced). Consecutive scenarios were more and more difficult. At first, the predators had to capture the simple prey that was as fast as them. The predators, which passed the first exam, had to pit against the simple prey that was two times faster than the predators. In the next step, the speed of the prey was decreased. However, this time the predators had to face the advanced prey which took better decisions than his predecessor. In the next stage, the predators which coped with all earlier scenarios had to capture the advanced, fast prey. In the last ten scenarios, the predators had to capture the random variety of the advanced prey. In all the scenarios, starting positions of all three predators were the same. The predators always started from position (0, 0). Below, described are all thirty scenarios.

— Scenario no 1, 6, 11, 16, 21, 26: starting position of the prey (5, 5) — position 1;
— Scenario no 2, 7, 12, 17, 22, 27: starting position of the prey (15, 5) — position 2;
— Scenario no 3, 8, 13, 18, 23, 28: starting position of the prey (5, 15) — position 3;
— Scenario no 4, 9, 14, 19, 24, 29: starting position of the prey (15, 15) — position 4;

— Scenario no 5, 10, 15, 20, 25, 30: starting position of the prey (10, 10) — position 5;
— Scenario no 1-5: the simple prey, the prey's step = 1;
— Scenario no 6-10: the simple prey, the prey's step = 2;
— Scenario no 11-15: the advanced prey, the prey's step = 1;
— Scenario no 16-20: the advanced prey, the prey's step = 2;
— Scenario no 21-25: the random advanced prey, the prey's step = 1;
— Scenario no 26-30: the random advanced prey, the prey's step = 2.

To evaluate ANNs, the following fitness function was used:

$$f(ANN) = \sum_{i=1}^{n} f_i$$

$$f_i = \begin{cases} d_{\max} - \min\limits_{p \in P} d\left(p, s_{100}^{i}\right) & \text{prey not captured in } i^{\text{th}} \text{ scenario} \\ f_{captured} + \left(100 - m_i\right) \Big/ a & \text{prey captured in } i^{\text{th}} \text{ scenario} \\ 0 & \text{prey not captured in the previous scenario} \end{cases}$$

where: f_i — the reward received in the i$^{\text{th}}$ scenario;
$d(p,s)$ — is the distance between the prey and the predator p in state of the environment s;
$d_{\max}$ — maximal distance between two points in applied environment;
s_{100}^{i} — the end state in the i$^{\text{th}}$ scenario;
$f_{captured}$ — the reward for grasping the prey in single scenario (in our experiments $f_{captured}$ amounted to 100);
m_i — the number of steps which the predators needed to capture the prey ($m_i < 100$);
a — this value prevents the situation in which partial success would be better than success in all scenarios;
n — the number of scenarios.

The total fitness of each evaluated neuro-controller is a sum of rewards from the scenarios in which the network considered has taken part. The reward for a scenario depends on the chase result. In the case of success, the neuro-controller obtains an extra fitness for grasping a prey and additionally a reward reversely proportional to the number of steps which the predators had to make to capture the prey. In the case of failure, the controlling ANN obtains fitness proportional to the distance between the prey and the nearest predator.

4.5. Parameters of the evolutionary process

In AE, to process different populations, two types of GAs have been used so far, i.e., Eugenic GA [1, 16, 23] and Canonical GA [6]. In the paper, the experiments are reported in which only the later algorithm was used. It was used to process both types of populations occurring in AE, i.e., populations including operations and populations including data. The algorithm applied in relation to the populations with operations used two classical genetic operators, i.e., crossover and mutation. The algorithm processing the populations including data additionally used a cut-splice operator. The task of the cut-splice was to modify the length of chromosomes-data so that AEPs could use data of varied length. In all cases, the tournament selection was used to select parents for next generations of data and operations.

All chromosomes used in the experiments consisted of 7-bit blocks of genes. Every chromosome-operation consisted of 5 blocks of binary genes (one block for a code of operation and the remaining four blocks for parameters of the operation). The list of applied operations is presented at the end of the paper (Appendix 1). In the experiments we assumed that chromosomes-data could maximally contain 30 data, i.e., 30 7-bit blocks of genes. Each use of excessive number of data caused drastic decrease in fitness of the AEP. Throughout the experiments, we assumed maximal number of operations, which could be possessed by each AEP: 12 operations. Initially, every AEP contained one operation and one set of data from two different populations. Consecutive populations with operations were added every 5000 of co-evolutionary cycles if generated AEPs were not able to achieve progress in performance within this period. Populations of operations and data could be also replaced by newly created populations when the contribution of substituted population to AEPs was considerably less than the contribution of the remaining populations. The contribution of the population was measured as average fitness of individuals belonging to that population.

In the experiments, the influence of the following parameters on the effectiveness of the evolutionary process was tested:

— the number of individuals (in each population);
— mutation probability (in each population);
— the number of individuals taking part in the tournament (in each population).

Such parameters as:

— crossover probability (in each population);
— cut-splice probability (exclusively in the population with data);

remained constant during the tests.

During the experiments, the following configurations of the parameters were tested:

Table 1

Configurations of the parameters used in the experiments

	configuration A (tournament, mutation)	configuration B (tournament, mutation)	configuration C (tournament, mutation)	configuration D (tournament, mutation)
configuration a (populations)	configuration aA	configuration aB	configuration aC	configuration aD
configuration b (populations)	configuration bA	configuration bB	configuration bC	configuration bD
configuration c (populations)	configuration cA	configuration cB	configuration cC	configuration cD

where

- configuration a (populations) — all populations of equal size, 60 individuals in each population;
- configuration b (populations) — more individuals in the populations including operations, 80 individuals in all populations with operations and 40 individuals in the population with data;
- configuration c (populations) — more individuals in the populations including data, 40 individuals in all populations with operations and 80 individuals in the population with data;
- configuration A (tournament, mutation) — small mutation and tournament in all populations, size of tournament = 2, mutation = 0.02 in all populations;
- configuration B (tournament, mutation) — large mutation and tournament in all populations, size of tournament = 8, mutation = 0.1 in all populations;
- configuration C (tournament, mutation) — small mutation and tournament in all populations with operations and large mutation and tournament in the population with data, size of tournament = 2, mutation = 0.02 in all populations with operations, size of tournament = 8, mutation = 0.1 in the population with data;
- configuration D (tournament, mutation) — large mutation and tournament in all populations with operations and small mutation and tournament in the population with data, size of tournament = 8, mutation = 0.1 in all populations with operations, size of tournament = 2, mutation = 0.02 in the population with data;

All the configurations presented above were defined arbitrary by the author.

In the experiments we decided that large size of the tournament should be combined with large mutation and vice versa. Numerous tournament causes fast convergence of Canonical GA to a single solution that is very often far from the optimality. To avoid such situation we combine large tournament with large mutation. In the case when selecting individuals for reproduction is based on the tournament of small size, the competition between individuals is not so rough, divergence in a population is preserved and large mutation is not necessary.

Values of the remaining parameters, essential for the results of the tests, are presented below:

— crossover probability (in each population): 0.7;
— cut-splice probability (exclusively in the population with data): 0.1;
— the number of co-evolutionary cycles: 50 000;
— the maximum size of NDMs: 30 rows and 33 columns;
— the probability of the random prey to select a random action: 0.3.

4.6. Experimental results

The results of the tests are presented in Table 2 and Table 3. During the experiments, thirty evolutionary runs were performed for each configuration of the parameters considered in Table 1 (thirty ANNs were generated for each configuration, i.e., 30 ANNs for configuration aA, 30 ANNs for configuration aB and so on).

Table 2

The best configurations tested in the experiments

	conf. c (populations)	conf. D (tournament, mutation)
	(1)	(2)
Average fitness of ANNs	2602	2826.9
% of successes	60.7%	69%

The results of the experiments presented in Table 2 and Table 3 can make up the base to define general rules of organizing the evolutionary process in AE. The analysis of the results of the tests allows us to formulate the following conclusions. First, as for the size of individual populations it seems that the most beneficial solution to ANNs created is when populations with data contain more individuals than populations with operations (configuration c). It is apparent in the column (1) of Table 2. The results incorporated in this column include all the configurations

in which populations with data contained 80 individuals whereas populations with operations contained 40 individuals. More than 60% of ANNs created in these configurations were successful ANNs, i.e., ANNs which resulted in capturing the prey in all thirty scenarios (such ANNs achieved complete success). The second conclusion involves the probability of mutation and conditions of selecting individuals for reproduction. The results of the tests imply that the best solution in this case is slight mutation and sparse tournament in the population with data and the opposite situation, i.e., large mutation and numerous tournament, in the populations with operations [column (2) in Table 2, configuration D]. In the case considered, almost 70% of ANNs were successful. The similar result was achieved in the configurations with slight mutation and sparse tournament in all the populations — 63% of ANNs were successful in this case (configuration A).

Table 3

The best configurations tested in the experiments

	conf. aA	conf. aD	conf. bD	conf. cA	conf. cC	conf. cD
	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
Average fitness of ANNs	2755.8	2707.4	2793.3	2788.6	2589.6	2984.8
% of successes	63%	66%	56%	73%	52%	85%

With regard to configurations considered in Table 3, the best of them is the configuration cD (the combined configuration of the configurations c and D). Using this configuration enabled us to generate ANNs that were in 85% successful. What is more, successful ANNs were created, in this case, very fast and based on rather simple AEPs. In this instance, AEPs included on average 2.8 operations and 19.9 data.

5. Summary

AE is ANN encoding method in which a network is represented in the form of AEP. The task of AEP is to create and to fill in NDM with values. Once AEP finishes its work ANN is created based on the information contained in NDM. In AE, to create AEPs and in consequence ANNs, GAs are used.

To make AE an effective tool for creating ANNs, it is necessary to appropriately organize all the evolutionary process responsible for generating AEPs, i.e., it is necessary to properly select values of different parameters controlling the evolutionary process mentioned. To determine optimal conditions of the evolution in AE, the experiments in the predator-prey problem were performed. The task of ANNs

created during the experiments was to control a team of autonomous agents called predators. A common goal of the predators was to grasp a fast moving prey behaving according to a simple stochastic strategy. To succeed the common job of the predators, they had to cooperate.

Since AEPs evolve in many populations, the organization of all the evolutionary processes requires determining parameters defining the evolution in each population. In the experiments, an influence of the following parameters on the effectiveness of the evolutionary process was tested: the number of individuals (in each population), mutation probability (in each population), and the number of individuals taking part in the tournament (in each population). Such parameters as: crossover probability (in each population) and cut-splice probability (exclusively in the population with data) remained constant during the tests. The experiments were conducted for different configurations of the parameters selected. Each configuration differed from the others in values of the parameters selected. The experiments showed that the most advantageous solution to ANNs is when populations with data contain more individuals than populations with operations. Moreover, it turned out that the most effective ANNs arise when in the population with data we deal with slight mutation and sparse tournament whereas in the populations with operations we deal with the opposite situation, i.e., with large mutation and numerous tournament.

Received July 10 2008, revised December 2008.

Appendix 1 — List of operations used in experiments

CHG — Update of element. Both new value and address of element are located in parameters of operation.
CHGC0 — Update of certain number of elements in column. Index of column, index of first element in column that will be changed, number of changed elements and a pointer to data, where new values of elements are memorized, are located in parameters of operation.
CHGC1 — Update of certain number of elements in column. Index of column, index of first element in column that will be changed, number of changed elements and new value for column's elements, the same for all elements, are located in parameters of operation.
CHGC2 — Update of certain number of elements in column. New value of every element is sum of operation's parameter and current value of this element. The second parameter of operation is index of column. The third and the fourth parameter of operation determine respectively the number of changed elements and index of the first element in column that will be changed.
CHGC3 — The part of elements from one column are transformed to another column. Both columns are indicated by parameters of operation. The number of transferred ele-

ments and index of the first element in column that will be transferred are also included in parameters of operation.

CHGC4 — An update of certain number of elements in column. New value of every element is a sum of current value of this element and respective value from memory of a program. An index of the column, an index of the first element in the column that will be changed, the number of changed elements and a pointer to data, where ingredients of individual sums are memorized, are located in parameters of operation.

CHGR0 — like **CHGC0** but an update refers to row of matrix.

CHGR1 — like **CHGC1**.

CHGR2 — like **CHGC2**.

CHGR3 — like **CHGC3**.

CHGR4 — like **CHGC4.**

CHGM0 — Change of block of elements. Elements are updated in columns, in turn, one after another, starting from element pointed by parameters of operation. The number of changed elements and place in the memory where new values for elements are located are determined by parameters of operation.

CHGM1 — like **CHGM0** but new value of every element is a sum of its current value and parameter of operation.

CHGM2 — like **CHGM0** but new value of each element is a sum of its current value and value from memory part of a program. The number of changed elements and place in the memory where arguments of individual sums are located are determined by parameters of operation.

JMP — Jump operation. The number of jumps, a pointer to next operation and new values of registers are located in parameters of jump operation.

REFERENCES

[1] M. Alden, A. Van Kesteren, R. Miikkulainen, *Eugenic Evolution Utilizing a Domain Model. In Proceedings of the Genetic and Evolutionary Computation Conference* (GECCO-2002), San Francisco, CA, Morgan Kaufmann, 2002.

[2] M. V. Butz, *Rule-based Evolutionary Online Learning Systems: Learning Bounds, Classification, and Prediction*, University of Illinois, IlliGAL Report no. 2004034, 2004.

[3] A. Cangelosi, D. Parisi, S. Nolfi, *Cell division and migration in a genotype for neural networks*, Network: computation in neural systems, 5, 4, 1994, 497-515.

[4] D. Curran, C. O'Riordan, *Applying Evolutionary Computation to Designing Networks: A Study of the State of the Art*, National University of Ireland, technical report NUIG-IT-111002, 2002.

[5] D. Floreano, J. Urzelai, *Evolutionary robots with online self-organization and behavioural fitness*, Neural Networks, vol. 13, 2000, 431-443.

[6] D. E. Goldberg, *Genetic algorithms in search, optimization and machine learning*, Addison Wesley, Reading, Massachusetts, 1989.

[7] F. Gruau, *Neural network Synthesis Using Cellular Encoding and The Genetic Algorithm*, PhD Thesis, Ecole Normale Superieure de Lyon, 1994.

[8] H. Kitano, *Designing neural networks using genetic algorithms with graph generation system*, Complex Systems, vol. 4, 1990, 461-476.

[9] K. Krawiec, B. Bhanu, *Visual Learning by Coevolutionary Feature Synthesis. IEEE Trans. on Systems, Man, and Cybernetics*, Part B: Cybernetics, vol. 35, 2005, 409-425.

[10] S. Luke, L. Spector, *Evolving Graphs and Networks with Edge Encoding: Preliminary Report*, In John R. Koza, ed., Late Breaking Papers at the Genetic Programming 1996 Conference, Stanford University, CA, USA, Stanford Bookstore, 1996, 117-124.

[11] M. Mandischer, *Representation and Evolution of Neural Networks*, in Albrecht R. F., Reeves, C. R., Steele U. C., ed., Artificial Neural Nets and Genetic Algorithms, Springer Verlag, New York, 1993, 643-649.

[12] G. F. Miller, P. M. Todd, S. U. Hegde, *Designing Neural Networks Using Genetic Algorithms*, Proceedings of the Third International Conference on Genetic Algorithms, 379-384 of Schaffer J. D., 1989.

[13] D. E. Moriarty, *Symbiotic Evolution of Neural Networks in Sequential Decision Tasks, PhD thesis*, The University of Texas at Austin, TR UT-AI97-257, 1997.

[14] S. Nolfi, D. Parisi, *Growing neural networks*, in C. G. Langton, ed., Artificial Life III, Addison-Wesley, 1992.

[15] P. Nordin, W. Banzhaf, F. Francone, *Efficient Evolution of Machine Code for {CISC} Architectures using Blocks and Homologous Crossover*, Advances in Genetic Programming III, L. Spector and W. Langdon and U. O'Reilly and P. Angeline, 1999, 275-299.

[16] D. Polani, R. Miikkulainen, *Eugenic Neuro-Evolution for Reinforcement Learning*, in Proceedings of the Genetic and Evolutionary Computation Conference (GECCO 2000), Las Vegas, NV, 2000.

[17] M. Potter, *The Design and Analysis of a Computational Model of Cooperative Coevolution*, PhD thesis, George Mason University, Fairfax, Virginia, 1997.

[18] M. Potter, K. A. De Jong, *Evolving neural networks with collaborative species*, in T. I. Oren, L. G. Birta, ed., Proceedings of the 1995 Summer Computer Simulation Conference, 1995, 340-345.

[19] T. Praczyk, *Evolving co-adapted subcomponents in Assembler Encoding*, International Journal of Applied Mathematics and Computer Science, 17, 4, 2007.

[20] T. Praczyk, Procedure application in Assembler Encoding, Archives of Control Science, vol. 17, 53, no. 1, 2007, 71-91.

[21] T. Praczyk, *Using genetic algorithms and assembler encoding to generate neural networks*, Computing and Informatics, 2008 (in press).

[22] T. Praczyk, *Modular networks in Assembler Encoding, Computational Methods in Science and Technology*, CMST 14, 1, 27-38.

[23] J. W. Prior, *Eugenic Evolution for Combinatorial Optimization*, Master's thesis, The University of Texas at Austin, TR AI98-268, 1998.

T. PRACZYK

Organizacja procesu ewolucyjnego w kodowaniu asemblerowym

Streszczenie. Kodowanie asemblerowe jest metodą wykorzystującą metody ewolucyjne do tworzenia sieci neuronowych. W kodowaniu asemblerowym sieci neuronowe ewoluują w wielu oddzielnych populacjach. Stworzenie pojedynczej sieci neuronowej wymaga połączenia elementów pochodzących

z różnych populacji. Aby sieci neuronowe tworzone w ten sposób były wysokiej jakości konieczne jest odpowiednie sterowanie ewolucją w każdej populacji. Artykuł prezentuje wyniki badań, których głównym celem było określenie zasad prowadzenia ewolucji w Kodowaniu Asemblerowym.
Słowa kluczowe: ewolucyjne sieci neuronowe
Symbole UKD: 007

Biuletyn WAT
Vol. LVIII, Nr 2, 2009

An application of the genetic algorithm to optimize location of buoys

TOMASZ PRACZYK

Naval University, 81-103 Gdynia, Śmidowicza 69, Poland

Abstract. The paper addresses the problem of building an automatic, spare, radar system to coastal navigation. To fix position, the system uses the information about buoys surrounding the ship. Accuracy of the system depends on many factors. One of them is the way of locating buoys on the given area of the sea. To make the task of the system easier and to make the position fixed by the system more accurate, the buoys should be appropriately arranged. The paper suggests the solution based on genetic algorithms to arrange the buoys. The solution proposed was tested experimentally and results of the tests are presented at the end of the paper.
Keywords: optimization, genetic algorithms, radar navigation
Universal Decimal Classification: 621.396.96

1. Introduction

There are a few concepts of automating radar navigation [6, 7, 8, 9]. One of them is based on a system of self buoys, i.e., buoys recognizable by the positioning system (The problem of differing self buoys from other buoys is presented among other things in [10]). To fix position the system determines a vector of distances (and optionally bearings) to all self buoys surrounding the ship, using radar for that purpose. The vector of distances fixed by the system is passed on to appropriately prepared artificial neural network. The task of the network is to fix position of the ship.

Generally, the task of the network can be viewed as approximation of a position function defined as follows:

$$F : V_D \rightarrow P, \tag{1}$$

where: $V_D \subset \Re^n$ — the set of vectors of the size n including distances (and optionally bearings) to buoys;
P — the set of points in geographical coordinate system, i.e., the set of points in the following form (ϕ, λ), where ϕ is the latitude and λ is the longitude.

Accuracy of approximating the function above strongly depends on its shape. The more the function is undulated, the greater difficulties with its approximation. To make the task of the network easier and to make the position fixed by the network more accurate, the shape of the position function should be possibly the easiest. Since the shape of the position function depends on mutual arrangement of buoys, it can be easily modified through moving buoys into different places. However, the problem is how to arrange buoys to obtain flat, easy shape of the function. To solve this problem, different methods can be used. Some of them, suggested in the paper, are genetic algorithms (GAs). To test GAs in the problem of arranging the buoys, simple experiments were performed. In the experiments, classical Canonical GA (CGA) [3, 4, 13] and Eugenic Algorithm (EuA) [1, 5, 11] were used. The task of the algorithms was to arrange ten buoys on a virtual area of the sea of the size 10×10. To evaluate arrangements, they were used to create positioning neural networks which, then, were tested in terms of accuracy of position generated in testing points of the considered research stretch. In the experiments, arrangements generated by GAs were compared to random arrangements.

The paper is organized as follows: section 2 is a short presentation of the positioning system; section 3 is a description of the problem of arrangement of the buoys; section 4 is a description of evolutionary techniques used to solve the problem mentioned, section 5 is a report from the experiments; and section 5 is a summary.

2. The concept of the positioning system

There are three key elements of the system: radar, the system of self buoys, and positioning neural network. Radar is a common device on every ship used to measure distance and bearing to different objects. The information about objects and generally the information about world surrounding a ship is presented in a radar screen. Additionally, the information about objects is transmitted outside radar. Most currently used radars generate the message formatted according to NMEA 0183 (the standard established by National Marine Electronics Association) standard. The message includes all the information required by the system, i.e., the information about distances (and optionally bearings) to all objects visible by

means of radar. With regard to buoys, they are present on almost every stretch to facilitate navigation. In our case, the buoys have to have three basic features. First, they cannot change position over time (the so-called super-buoys). Second, they have to be visible by means of radar (each buoy has to be equipped with the so-called racon, i.e., a device to reflect radar waves). Third, all the buoys have to be recognizable by the system, i.e., they have to be differentiable from other buoys occurring on the given area of the sea. To differ the self buoys from other buoys, ideas from artificial immune systems can be used [10]. The third element of the system is approximating neural network. At present, to approximate position, two General Regression Neural Networks (GRNNs) are used. The first one is used to approximate the latitude while the second one to approximate the longitude. Both GRNNs implement the following function:

$$f(x,\sigma)=\frac{\sum_{k=0}^{Z} W_k \phi_k(x,\sigma)}{\sum_{k=0}^{Z} \phi_k(x,\sigma)}, \tag{2}$$

$$\phi_k(x,\sigma)=e^{-\frac{(x-x_k)^2}{2\sigma^2}}, \tag{3}$$

where: $f(x,\sigma)$ — the value of approximated function in the point x (in our case f is one of unknown coordinates of the ship, i.e., ϕ or λ, whereas x is the vector of distances to buoys fixed in the position (ϕ, λ));
σ — the parameter;
W_k — the true value of the function f in the training point x_k (in our case W_k is the value of either ϕ or λ);
x_k — k^{th} training point (in our case the sample vector of distances to buoys for which we know accurate position of the ship);
Z — the number of training points.

To prepare the networks to work we should have at our disposal the set of training points in the form ($\mathbf{v}_k$, ϕ_k, λ_k), $k = 1 \ldots Z$, where $\mathbf{v}_k$ is the vector recorded in the point (ϕ_k, λ_k) including distances to buoys. All the training points can be produced in a laboratory, on a personal computer. There is no necessity to perform any measurements at sea what is the great advantage of the presented system.

The system works as follows. At the beginning, self buoys are selected from among all buoys visible on a stretch. Next, all self buoys are ordered according to North-South direction. In the following step, the vector of the size n (at each point in time at most n buoys can be visible by means of radar; the field of vision of radar is restricted to the area determined by the range of radar observation R) including

distances to self buoys is created. At the beginning of the vector distances to North-most buoys are stored. Distances to South-most buoys are at the end of the vector. When fewer than n self buoys are visible on a stretch, the end of the vector is filled in with zeros. The last activity of the system is activation of approximating neural networks. The networks fix position of a ship based on the vector of distances prepared beforehand. Illustration of the system is presented in Fig. 1.

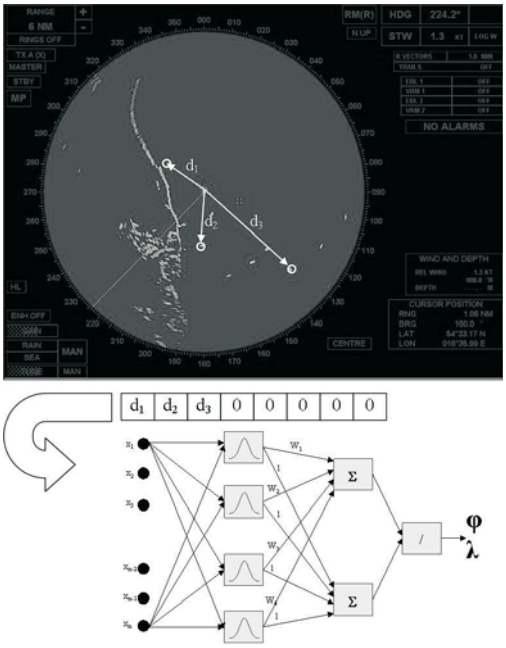


Fig. 1. The concept of the system

The greatest advantages of the system described above are simplicity in creating and autonomy, i.e., independence on outside sources of information. The latter feature is particularly important in the case of military ships.

3. Optimization of locating the buoys

The most important evaluating criterion of a positioning system is its accuracy. Accuracy of approximating the position function by means of GRNN depends on the value of σ and on training points used to create the network. The first step to adjust an initially created GRNN to a task is to tune the value of σ. The only method to improve performance of the network when the value of σ is fixed and

results of the network are still unsatisfactory is to add next training points. The newly introduced points should come from areas where the greatest errors of the position occur. The additional points on the one hand enhance performance of the network but on the other hand extend the calculating time necessary to fix a position (in our case we deal with software, sequential implementation of GRNNs). Accordingly, we cannot simply add next training points to make the system more accurate. Too many training points used to create positioning GRNNs can make them too slow and thereby unpractical. The solution to this problem is to facilitate the position function. The simpler the shape of a function, the fewer training points necessary to accurately approximate it. In the case of the position function to make it flat and easy to approximate similar vectors of distances should correspond to similar positions. Moreover, different vectors should represent different positions. The only method to achieve such effect is to appropriately arrange the buoys (each change in locating the buoys induces a change of the shape of the position function). To accomplish the flat shape of the position function, the buoys should be arranged so as to minimize the following evaluation function:

$$F_e(a) = \frac{2}{m(m-1)} \sum_{i<j}^{m} \left(d_{ij} - d_{ij}^{*}(a) \right)^2, \tag{4}$$

where: $a = \langle \phi_1, \lambda_1, \phi_2, \lambda_2, \ldots, \phi_n, \lambda_n \rangle$ — the vector including positions of n self buoys (the arrangement of buoys);
m — the number of points uniformly distributed on the stretch and used to evaluate arrangements of buoys;
d_{ij} — the normalized distance between the i^{th} and the j^{th} point of the stretch;
d_{ij}^{*} — the normalized Euclidean distance between the i^{th} vector (including distances to buoys) representing the i^{th} point of the stretch and the j^{th} vector representing the j^{th} point of the stretch.

In the experiments reported further, to create arrangements of buoys we used two types of GAs, i.e., CGA and EuA. To evaluate created arrangements both algorithms used the following fitness function:

$$F_f(a) = \frac{1}{F_e(a)}. \tag{5}$$

In the following sections, both types of GAs mentioned above are described. The description of GAs is preceded by a brief introduction to GAs itself.

4. Genetic algorithms

Genetic algorithms are a class of search, stochastic, population based algorithms drawing inspiration from ideas and principles of natural evolution. All of them operate according to the following simplified procedure.

```
genetic_algorithm()
{
t:=0;
generate initial population at random;
evaluate population;
do{
   select parental individuals from population for reproduction;
   apply operators to selected individuals and generate offspring;
   evaluate offspring;
   replace some parents with some offspring;
   t:=t+1;
   }while(termination criterion is satisfied)
}
```

Fig. 2. The pseudocode of GA

At first, random population of individuals, represented as binary strings, is generated. The whole population is then evaluated, i.e., a measure of goodness, called fitness, is assigned to each individual. In the next step, some individuals from the population are selected. Selection of individuals for reproduction is performed by means of one out of the three main selection schemes: proportional, ranking and tournament selection scheme [2, 3]. All the schemes mentioned present the philosophy of selection according to which better individuals have greater chance to be selected than the worse ones. The chosen individuals become parents of newborn offspring and they undergo different genetic operators. In Gas, the most frequently used genetic operators are crossover and mutation [2, 3]. The crossover operator recombines genetic material from two parental chromosomes creating offspring chromosome. The mutation introduces random changes into chromosome flipping some of its bits (genes) to their opposite state. In GAs, the key operator is crossover [3]. The mutation usually plays supporting role.

Each new individual generated by means of the genetic operators described above is then evaluated, i.e., each of them receives fitness. The next activity of GA is to replace parents with offspring. This way we obtain a new population of individuals which depending on the replacement strategy contains either newly generated individuals or both parents and children. The new population undergoes the same evolutionary procedure as the previous population, i.e., individuals are selected for reproduction, different operators are applied regarding individuals selected, offspring is generated, evaluated and finally the next population arises. This procedure is repeated until some stopping criterion is satisfied.

4.1. Canonical Genetic Algorithm

In principle, functioning of CGA was already explained in the previous section. To fully define CGA, it is only enough to present in detail such elements as: the way of selecting individuals for reproduction and functioning of the basic GA operators, i.e., crossover and mutation.

As noted above, there are three different strategies with regard to selection of parental individuals: proportional, ranking and tournament selection. Since, in the experiments, reported further, only the tournament selection was used, we decided to describe only this type of selection. In order to select individuals for reproduction, the tournament selection organizes a cycle of tournaments. Each tournament takes place with participation of a slight number of randomly selected individuals from the entire population. Selecting individuals for the tournament is uniform. Each tournament ends with selecting the winner individual who is better than the remaining individuals taking part in the tournament. The winner individual is, then, as the only individual taking part in the tournament, introduced into newly created population. In order to fill newly created population out it is necessary to repeat the tournament many times.

The next issue that requires to be explained in detail is functioning of the basic GA operators, i.e., crossover and mutation. The task of the former is to exchange genetic material between individuals. The latter introduces random perturbations into chromosomes.

There are three basic forms of crossover, i.e., one-point, two-point and uniform crossover [12, 13]. One-point crossover, used in the experiments, cuts two parental chromosomes into two segments. The left segment from the first chromosome is, then, attached to the right segment of the second chromosome producing the first offspring. The same procedure, as above, is applied in relation to the remaining unattached segments from both chromosomes. In this way, the second offspring arises. Two-point crossover works similarly. However, this time parental chromosomes are cut in two places. To produce offspring two-point crossover swaps central segments of both chromosomes. The third version of crossover is uniform crossover. It exchanges corresponding bits from both chromosomes with the probability 0.5. All types of crossover are depicted in Fig. 3.

The next evolutionary operator used in CGA is mutation. As noted above, mutation is rather supporting operator in relation to crossover. Nevertheless, functioning of CGA without this operator is rather impossible. Mutation helps in the exploration of unknown regions of genotype space. Lack of this operator may cause CGA to be not able to produce new, perhaps useful combinations of bits. Mutation is simple operator since it randomly flips bits from a chromosome to their opposite state. The course of action of mutation is presented in Fig. 4.

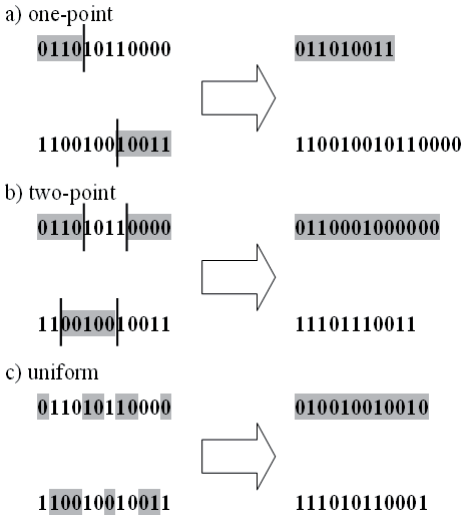


Fig. 3. Three types of crossover: a) one-point crossover; b) two-point crossover; c) uniform crossover

Fig. 4. Mutation

In the experiments reported further, we used CGA with tournament selection, one-point crossover (the form of crossover used in the experiments always produced offspring of the same length as parents), and mutation.

4.2. Eugenic Algorithm

The next GA used in the experiments is Eugenic Algorithm (EuA). The main difference between CGA and EuA is a way of constructing offspring. In order to generate offspring CGA always uses two parents, i.e., it applies sexual reproduction. In EuA, a single offspring is created based on the information included in the whole population of individuals. Each individual from the population can affect the form of the newborn offspring. However, better individuals have greater chance to introduce their genetic material into offspring than worse individuals. The pseudocode of EuA is presented in Fig. 5 [11].

In short, EuA proceeds as follows. At first, randomly initialized population of binary individuals is generated. Then, a new individual is created. To create the new individual, EuA uses a temporary population of individuals, which at the beginning is a faithful copy of the original population. Initially, all genes of the new individual

are unset. In the subsequent steps, the genes are gradually fixed. First, the most significant gene is fixed, i.e., the gene which seems to have the greatest influence on fitness of individuals. To estimate the significance of a gene, EuA uses absolute difference between mean fitnesses fixed for various alleles (allele is the value of gene; in GAs allele is from the set {0,1}), i.e., [11]:

$$S_g = \left| \overline{f}(g,1) - \overline{f}(g,0) \right|, \tag{6}$$

where S_g is the significance of the gene g and $\overline{f}(g,a)$ denotes the mean fitness of individuals whose the gene g has allele a assigned. The unset gene whose the value of Eq. (6) is the greatest is considered to be the most significant. The most significant gene is the first gene which obtains a value.

$$g^* = \arg\max_{g \in u} S_g. \tag{7}$$

In Eq. (7) g^* denotes the most significant gene while u is the set of unset genes in the newly created individual. Selecting the value of the gene is performed according to the following formula [11]:

$$x_{\text{new}}[g] = \begin{cases} 1 & \text{if} \quad P(g,1) > P(g,0) \\ 0 & \text{otherwise}, \end{cases} \tag{8}$$

$$P(g,a) = \frac{\overline{f}(g,a)}{\sum_{b \in \{'0','1'\}} \overline{f}(g,b)}, \tag{9}$$

where $x_{\text{new}}[g]$ denotes the value of the g^{th} gene of the newborn individual x_{new} and $P(g, a)$ is the probability of the allele a to be chosen for the gene g. In the next step, the gene chosen is removed from the set of unset genes and the temporary population is restricted. In order to take a decision about the restriction of the population EuA estimates epistasis E, i.e., the level of interdependencies between individual genes. The estimate is used by EuA to calculate the probability of the restriction P_R [11].

$$E = 1 - D_{\max}, \tag{10}$$

$$D_{\max} = \max_{g \in u} \left| P(g,1) - P(g,0) \right|, \tag{11}$$

$$P_R = E. \tag{12}$$

```
eugenic_algorithm()
{
t:=0;
//generate initial population of binary strings at random
pop:=getRandomPop();
while(termination criterion is not satisfied)
    {
     u:={1,2,...,l};
     rpop:=pop;
     while(!u->isEmpty())
      {
      //select the most significant gene g* out of all genes from u
      g*:=rpop->getTheMostSignificantGene(u);
      //set the gene g* of newborn individual x_new
      x_new[g*]:= rpop->setAllele(g*);
      u->removeGene(g*);
      //restrict rpop when epistasis of unset genes of x_new is high
      //E denotes epistasis while P_R is probability of restriction
      E:= rpop->getEpistasis(u);
      P_R:=E;
      r:=getRandom(0,1);
      if(r<= P_R)
            rpop:=rpop->restrictPopulation(g*,x_new[g*]);
      }
      //repleace the worst individual with the newborn individual
      w:= pop->getTheWorstIndividual();
      pop->repleaceIndividual(w,x_new);
      t:=t+1;
      }
}
```

Fig. 5. The pseudocode of EuA

If the decision about the restriction is made, each individual whose value of the gene g^* is different from $x[g^*]$ is removed from the temporary population.

The process of creating a new individual described above is performed up to the point when all the genes of the individual are fixed. Once, the new individual is completely formed it replaces the worst individual from the original population and the process of creating a next new individual starts once again. It is continued until some termination criterion is satisfied.

5. Experiments

In the experiments, the task of GAs was to arrange ten buoys (n = 10) on the virtual stretch of the size 10 × 10. To evaluate arrangements generated during the evolutionary process, GAs used the fitness function (5) built based on hundred points (m = 100) uniformly distributed on the research stretch. The best arrangements

produced by GAs were tested as an element of the positioning system. Each selected arrangement was tested ten times, i.e., ten different positioning systems (a single positioning system consisted of two GRNNs) were produced for each selected arrangement. The positioning systems created to test a single arrangement differed in training sets used to produce them. The training sets used in the experiments included ten, twenty, fifty or hundred training points and representing them vectors of distances (Z = 10, 20, 50, or 100). Training sets generated for different arrangements differed only in vectors of distances to buoys. Points in which the vectors were recorded were the same for all tested arrangements. All the positioning systems created during the experiments were tested in hundred testing points, the same for all arrangements. To ultimately evaluate the arrangements, the following function was used:

$$E(a) = \frac{1}{TP} \sum_{i}^{P} \sum_{j}^{T} \sqrt{\left(\phi_j - \phi_j^i\right)^2 + \left(\lambda_j - \lambda_j^i\right)^2}, \tag{13}$$

where: T — the number of testing points (T = 100);
P — the number of positioning systems created for a single arrangement (P = 10);
$\left(\phi_j, \lambda_j\right)$ — the accurate position in the j^{th} testing point;
$\left(\phi_j^i, \lambda_j^i\right)$ — the position generated by the i^{th} positioning system in the j^{th} testing point.

In the experiments, two GAs, i.e., CGA and EuA, were used to arrange the buoys. Both GAs processed arrangements in the form of 2^*n size integer vectors encoded as binary strings. Each integer from the vector was encoded as binary string of size 7 (this means that chromosomes processed by GAs were of size 140 bits). Since, the size of the research stretch was 10 × 10, to create arrangements, integers from the vectors were scaled to the range <0, 10>. The remaining parameters of the evolutionary process are presented below:

— the number of individuals in population including arrangements: 100;
— the number of evolutionary generations: 50 000.

Parameters of CGA:

— crossover probability: 0.7;
— per-bit mutation probability: 0.03;
— the size of tournament: 2.

Parameters of EuA:

— selection noise: 0.01, 0.2;
— creation rate: 0.01, 0.2;
— restriction operator: on.

In the experiments, arrangements prepared by GAs were compared to random arrangements. Generally, there were tested thirty arrangements prepared by means of CGA, thirty arrangements generated by EuA, and thirty random arrangements. All the results presented in the further part of the paper are averaged.

5.1. Experimental results

The experiments showed that appropriate arrangement of buoys improves accuracy of the positioning system. However, as to be expected, the improvement is only noticeable for a slight number of training points used to create the system. The more training points the less influence of the arrangement of buoys on the accuracy of position fixed by the system.

Table 1

The results of the experiments

	10 training points	20 training points	50 training points	100 training points	$10^4 F_e$
	E				
CGA	1.27	1.14	0.98	0.011	29.8
EuA	1.61	1.45	1.27	0.013	35.9
random	3.86	3.84	2.72	0.012	240.6

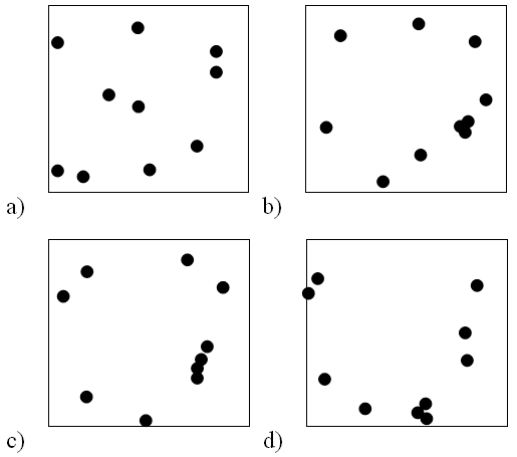


Fig. 6. Example arrangements of buoys: a) random arrangement; b), c) arrangements generated by CGA; d) arrangement generated by EuA

With regard to arrangements, it seems that there exists a noticeable difference between the random arrangements and the arrangements produced by means of GAs. While buoys from the random arrangements are usually spread on the whole research area, buoys from the arrangements produced by GAs form something like a circle. The buoys are located around the research area without any buoys in the center.

6. Summary

The paper presents the problem of appropriate arrangement of buoys being an element of the coastal, radar, positioning system. The system fixes position of a ship using for that purpose the information about buoys visible on the given stretch. The position of a ship is fixed by appropriately trained, approximating neural network. To make the task of the network easier, the buoys should be appropriately arranged. In the paper, the experiments are reported in which to arrange the buoys, GAs were used. The experiments showed that in the case of innumerous training sets used to train the positioning network, appropriate arrangement of buoys can improve the accuracy of the position fixed. In the case of training sets including many training samples, the effect of appropriate arrangement of buoys is less and less noticeable. However, the large training sets can also considerably slow down the positioning system making it useless.

Received August 21 2008, revised September 2008.

REFERENCES

[1] M. Alden, A. Van Kesteren, R. Miikkulainen, *Eugenic Evolution Utilizing a Domain Model*, in Proceedings of the Genetic and Evolutionary Computation Conference (GECCO-2002), San Francisco, CA, Morgan Kaufmann, 2002.

[2] J. Arabas, *Lectures on evolutionary algorithms*, WNT, Warsaw, 2001.

[3] D. E. Goldberg, *Genetic algorithms in search, optimization and machine learning*, Addison Wesley, Reading, Massachusetts, 1989.

[4] J. H. Holland, *Adaptation in Natural and Artificial Systems*, University of Michigan Press, Ann Arbor, Michigan, 1975.

[5] D. Polani, R. Miikkulainen, *Eugenic Neuro-Evolution for Reinforcement Learning*, in Proceedings of the Genetic and Evolutionary Computation Conference (GECCO 2000), Las Vegas, NV, 2000.

[6] T. Praczyk, *Application of neural networks and radar navigational aids of shore area to positioning*, Computational Methods in Science and Technology, CMST 12, 2, 2006, 53-59.

[7] T. Praczyk, *Artificial neural networks application in maritime, coastal, spare positioning system*, Theoretical and Applied Informatics, vol. 18, no. 3, 2006, 175-188.

[8] T. Praczyk, *Automatic radar navigational system*, Theoretical and Applied Informatics, vol. 18, 2006, 91-108.

[9] T. Praczyk, *Application of bearing and distance trees to the identification of landmarks of the coast*, International Journal of Applied Mathematics and Computer Science, vol. 17, 1, 2007, 87-98.

[10] T. Praczyk, *Detection of self navigational aids on radar image using ideas from immune systems*, Archives of Control Science, vol. 17, 53, no. 3, 2007, 241-259.

[11] J. W. Prior, *Eugenic Evolution for Combinatorial Optimization, Master's thesis*, The University of Texas at Austin, TR AI98-268, 1998.

[12] G. Syswerda, *Uniform Crossover in Genetic Algorithms*, In Proceedings of the 3rd International Conference on genetic Algorithms, Morgan Kaufmann, 1989.

[13] D. A. Whitley, *Genetic Algorithm Tutorial*, http://citeseer.ist.psu.edu

T. PRACZYK

Zastosowanie algorytmów genetycznych do optymalizacji rozmieszczenia oznakowania nawigacyjnego

Streszczenie. Tematem artykułu jest rozmieszczenie oznakowania nawigacyjnego na akwenach przybrzeżnych. Oznakowanie nawigacyjne jest jednym z elementów automatycznego, przybrzeżnego systemu nawigacji radarowej a jego rozmieszczenie w sposób decydujący wpływa na dokładność pozycji generowanej przez system. W artykule zaproponowano użycie algorytmów genetycznych do określenia położenia poszczególnych pław na akwenie. Proponowane rozwiązanie zostało sprawdzone eksperymentalnie a wyniki testów zamieszczone zostały na końcu artykułu.

Słowa kluczowe: optymalizacja, algorytmy genetyczne, nawigacja radarowa
Symbole UKD: 621.396.96

Biuletyn WAT
Vol. LVIII, Nr 2, 2009

Analiza wtórnego zginania w mimośrodowych połączeniach nitowych

MAŁGORZATA SKORUPA, ADAM KORBEL,
TOMASZ MACHNIEWICZ

Akademia Górniczo-Hutnicza, Wydział Inżynierii Mechanicznej i Robotyki,
30-059 Kraków, Al. Mickiewicza 30

Streszczenie. W artykule rozważono dwa proste modele teoretyczne zaproponowane do oceny efektu tzw. wtórnego zginania, który towarzyszy rozciąganiu złączy nitowych zawierających mimośrody. Modele te zastosowano następnie do analizy wpływu poziomu obciążenia i niektórych parametrów geometrycznych zakładkowego złącza nitowego na naprężenia spowodowane wtórnym zginaniem. Weryfikacja modeli, dokonana na podstawie dostępnych w literaturze danych eksperymentalnych i numerycznych, świadczy o ich zdolności do prawidłowej oceny nominalnych naprężeń wywołanych wtórnym zginaniem w krytycznych rzędach nitów. Przeprowadzone w artykule analizy wskazują, że trend spadku wytrzymałości zmęczeniowej złącza w zależności od jego konfiguracji, widoczny w opublikowanych wynikach badań zmęczeniowych mimośrodowych połączeń nitowych blach z lotniczego stopu aluminium, można wiązać ze wzrostem udziału wtórnego zginania. Jak jednak pokazano, amplituda nominalnego naprężenia, uwzględniającego wpływ wtórnego zginania w krytycznym rzędzie nitów, nie koreluje w sensie ilościowym obserwowanej trwałości zmęczeniowych tych połączeń.
Słowa kluczowe: mechanika, połączenia nitowe, wtórne zginanie, modele teoretyczne, trwałość zmęczeniowa
Symbole UKD: 621.88

1. Wstęp

Blachy i elementy usztywniające pokrycia samolotu łączone są przede wszystkim przy pomocy nitów. Do licznych zalet tej techniki należy zaliczyć jej niski koszt, szerokie możliwości automatyzacji procesu nitowania, dobre wypełnienie otworów w blachach przez trzon nitu, dogodność sprawdzania jakości połączeń, możliwość demontażu i ponownego montażu łączonych elementów i wreszcie

bogate doświadczenie nabyte w ciągu długoletniego stosowania złączy nitowych. Równocześnie, połączenia te są elementem konstrukcji najbardziej podatnym na zniszczenie zmęczeniowe. Zrozumienie procesu zmęczenia połączenia nitowego wymaga szczegółowej wiedzy o lokalnym stanie naprężenia, który uzależniony jest od aspektów związanych z koncentracją naprężeń wokół otworów nitowych, proporcją między częścią siły pozostającą w danej blasze i częścią przenoszoną przez nit do innych blach (w języku angielskim odpowiednio *bypass* i *transfer load*), siłami tarcia między stykającymi się blachami powodującymi korozję cierną w pobliżu otworów oraz naprężeniami resztkowymi wokół otworów spowodowanymi procesem nitowania. W połączeniach zakładkowych, używanych z reguły do łączenia blach wzdłuż osi kadłuba samolotu oraz w złączach z pojedynczą nakładką, używanych jako połączenia poprzeczne, występuje ponadto tzw. wtórne zginanie spowodowane mimośrodem siły. W przypadku połączeń zakładkowych największy moment zginający ($M_{b,\max}$) występuje w skrajnych rzędach nitów, tj. w rzędzie I i III, w przypadku najczęściej stosowanej konfiguracji z trzema rzędami nitów widocznej na rysunku 1. Z uwagi na deformację blach, pokazaną na rysunku 2, najwyższe nominalne, tj. wyznaczone z pominięciem koncentracji naprężeń i bez uwzględnienia otworów nitowych, rozciągające naprężenia spowodowane wtórnym zginaniem pojawiają się w każdym z tych przekrojów od strony powierzchni styku blach, tj. w punkcie A blachy 1 i w punkcie B blachy 2. Wynoszą one

$$S_{b,i} = \frac{6M_{b,i\max}}{Bt_i^{\,2}}, \quad i = 1, 2, \tag{1}$$

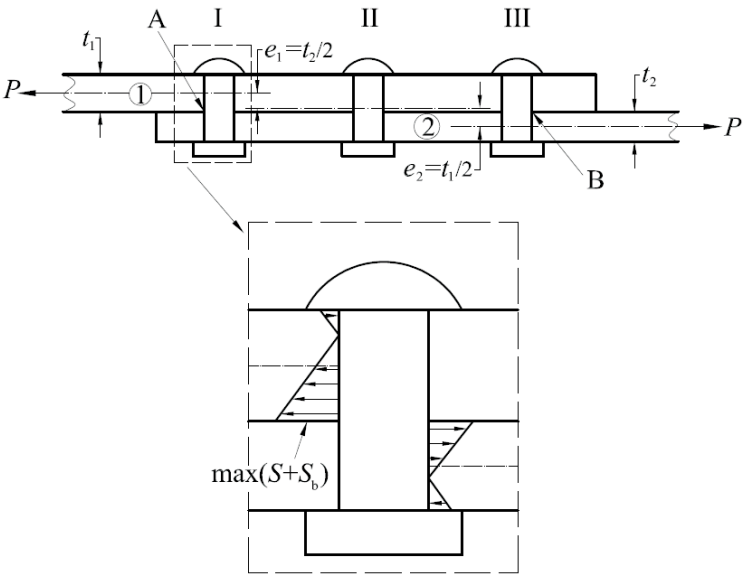
gdzie B i t_i oznaczają odpowiednio szerokość i grubość blachy i.

Ponieważ poza obszarem zakładki każda z blach przenosi całą siłę P, reprezentującą obciążenie spowodowane ciśnieniowaniem kadłuba, w punktach A i B występują również największe nominalne naprężenia spowodowane rozciąganiem złącza, określane w dalszym ciągu jako naprężenia rozciągające

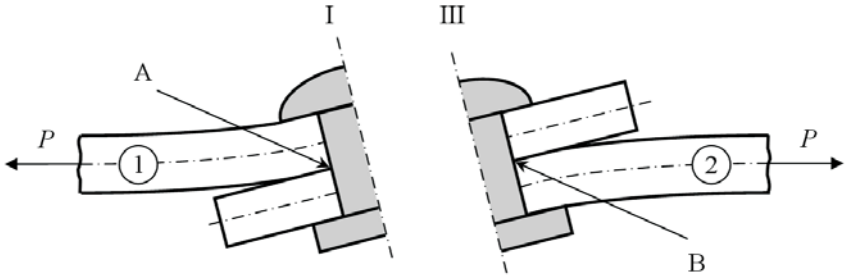
$$S_i = \frac{P}{Bt_i} \tag{2}$$

i w konsekwencji — największe sumaryczne nominalne naprężenia rozciągające równe $(S + S_b)_i$. Rozkład tych naprężeń w przekroju blachy pokazany jest na rysunku 1.

Naprężenia nominalne spowodowane wtórnym zginaniem złączy zakładkowych, zwane dalej naprężeniami zginającymi, mogą osiągać poziom nominalnych przyłożonych naprężeń rozciągających, zdefiniowanych równaniem (2), a niekiedy nawet je przewyższać i — z tego względu — muszą one być uwzględnione w analizie



Rys. 1. Złącze zakładkowe z trzema rzędami nitów i rozkład sumarycznych naprężeń nominalnych



Rys. 2. Schemat deformacji blach w pobliżu skrajnych rzędów nitów złącza z rysunku 1

stanu naprężeń. Analizy fraktograficzne przełomów zmęczeniowych złączy nitowych wskazują bowiem, że nukleacja pęknięć zmęczeniowych następuje w miejscach, gdzie pojawiają się maksymalne naprężenia zginające, np. [1, 2]. W niniejszym artykule omówiono proste modele teoretyczne zaproponowane w literaturze do wyznaczania nominalnych naprężeń zginających w złączu nitowym o konfiguracji mimośrodowej, zwracając uwagę na ich założenia upraszczające i wynikające stąd ograniczenia. Modele te autorzy artykułu zaimplementowali w programach komputerowych, które wykorzystano do oceny wpływu na udział wtórnego zginania różnych czynników, a to sposobu zamocowania końców blach, poziomu obciążenia, grubości blach i rozstawu rzędów nitów. Na zakończenie, omówiono dostępną w literaturze eksperymentalną

i numeryczną weryfikację omawianych modeli oraz rozważono ich użyteczność w aspekcie przewidywania trwałości zmęczeniowej złączy nitowych.

2. Teoretyczne modele do oceny wpływu wtórnego zginania w złączach z mimośrodem

Do wyznaczenia momentu gnącego w dowolnym przekroju połączenia nitowego z mimośrodem potrzebna jest znajomość ugięcia blachy w tym przekroju. Proste teoretyczne modele do wyznaczania ugięcia złącza na całej jego długości zaproponowali Schijve [3] oraz Das i in. [4]. W myśl obydwu tych koncepcji, obszar zakładki traktowany jest jako integralny element o grubości równej sumarycznej grubości łączonych blach. Same nity nie są modelowane, co oznacza, że pominięty jest nierównomierny transfer obciążeń przez blachy zakładki, oraz że dla połączeń z więcej niż dwoma rzędami nitów obecność środkowych rzędów nitów nie jest uwzględniona.

Według obydwu modeli, połączenie podzielone jest na segmenty o stałej sztywności na zginanie, połączone w taki sposób, że koniec segmentu *i* łączy się z początkiem segmentu *i* + 1, jak przestawiono to na rysunku 3a. Moment gnący $M_{b,i}$ w dowolnym przekroju x_i segmentu *i* pokazanego na rysunku 3b wyznacza się, korzystając ze znanego w teorii zginania płyt i belek równania różniczkowego linii ugięcia osi obojętnej

$$M_{b,i}(x_i) = G_i w_i''(x_i), \tag{3}$$

gdzie G_i jest sztywnością na zginanie segmentu *i* oraz $w_i''(x_i) = \mathrm{d}^2 w_i(x_i)/\mathrm{d}x_i^2$, przy czym $w_i(x_i)$ oznacza ugięcie przekroju x_i tego segmentu.

Zgodnie z rysunkiem 3b,

$$M_{b,i}(x_i) = M_{i,A} + Vx_i + P\left[w_i(x_i) - w_i(0)\right], \quad i = 1, n, \tag{4}$$

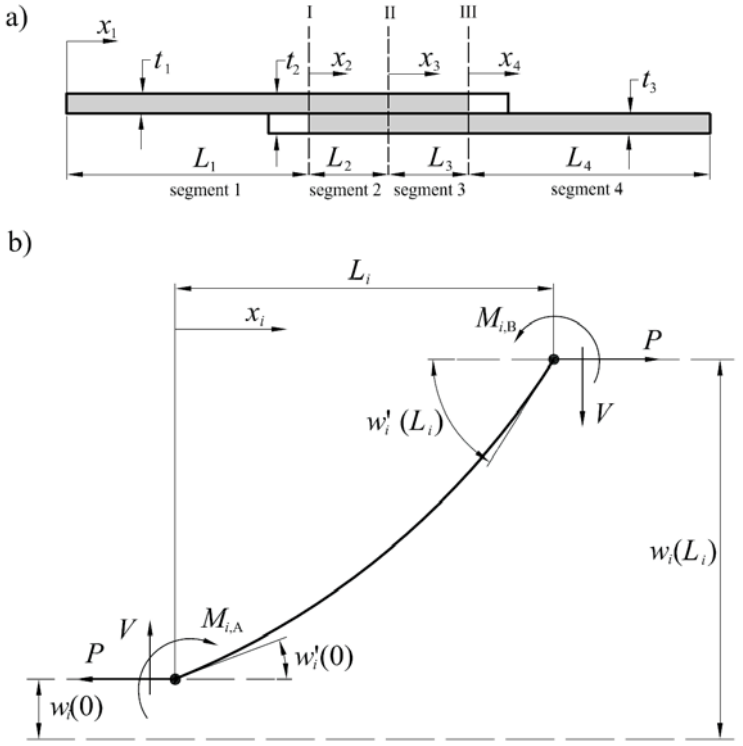
gdzie *V* jest reakcją utwierdzenia, zaś *n* oznacza liczbę segmentów połączenia.

Momenty utwierdzenia, tj. $M_{1,\mathrm{A}}$ i $M_{n,\mathrm{B}}$, oraz reakcja *V*, przybierają zerowe wartości w przypadku przegubowego zamocowania końców próbki.

Ogólne rozwiązanie równania (3) można przedstawić w postaci

$$w_i(x_i) = A_i \cosh(\alpha_i x_i) + B_i \sinh(\alpha_i x_i) + C_i x_i + D_i, \tag{5}$$

gdzie: $\alpha_i = (P/G_i)^{1/2}$, $C_i = -V/P$ oraz $D_i = -M_{i,\mathrm{A}}/P$.



Rys. 3. Podział złącza nitowego z trzema rzędami nitów na segmenty (a) i model segmentu *i* (b)

Stałe A_i i B_i w równaniach (5) oraz reakcję V i momenty $M_{i,\mathrm{A}}$ wyznaczyć można, korzystając z warunków brzegowych na styku segmentów i na końcach blach oraz z równań równowagi ułożonych dla całego złącza [3] bądź dla poszczególnych segmentów [4].

Zarówno Schijve [3], jak i Das i in. [4] przyjmują jako jeden z warunków brzegowych takie same kąty obrotu na styku segmentu *i* oraz *i* + 1:

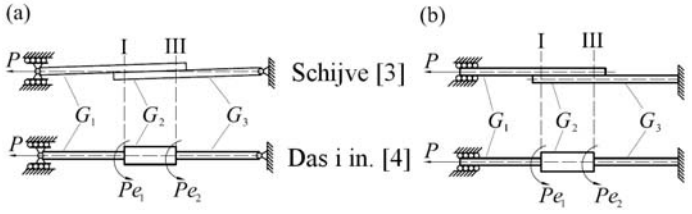
$$w_i'(L_i) = w_{i+1}'(0), \tag{6}$$

gdzie $w_i'(x_i) = \mathrm{d}w_i(x_i)/\mathrm{d}x_i$.

Mimo podobieństwa obu modeli, różnią się one między sobą w kilku aspektach. Odmienne sposoby modelowania mimośrodowości połączenia, co ilustrują rysunki 4a i 4b dla przypadku odpowiednio zamocowania przegubowego i utwierdzenia końców blach, narzucają różne formy warunku brzegowego dotyczącego prze-

mieszczeń końców segmentów. Schijve zakłada nieciągłości osi obojętnej w miejscu mimośrodów na styku segmentów, co implikuje

$$w_{i+1}(0) = w_i(L_i) \pm e_i \tag{7}$$



Rys. 4. Modelowanie mimośrodu w modelach [3, 4] w przypadku zamocowania przegubowego (a) i utwierdzenia (b) końców blach

Das i współautorzy zakładają ciągłość ugięć $w_i(x_i)$ na styku sąsiednich segmentów

$$w_{i+1}(0) = w_i(L_i), \tag{8}$$

a mimośrodowość połączenia uwzględniona jest przez przyłożenie dodatkowego momentu pomiędzy segmentami i oraz $i+1$

$$M_{i+1,A} = M_{i,B} \pm Pe_i. \tag{9}$$

Kolejna różnica pomiędzy rozważanymi koncepcjami wiąże się z założeniem stanu naprężenia w złączu. Opierając się na teorii zginania belek, Schijve przyjmuje płaski stan naprężenia, co implikuje sztywność giętną na jednostkową szerokość złącza równą

$$G_i = Et_i^3 / 12, \tag{10}$$

gdzie E oznacza moduł Younga.

Das i współautorzy zakładają, zgodnie z teorią zginania płyt, płaski stan odkształcenia i stąd

$$G_i = Et_i^3 / [12(1-\nu^2)], \tag{11}$$

gdzie v to liczba Poissona.

Również odkształcenia obszaru zakładki, tj. segmentu między skrajnymi rzędami nitów, są w każdym modelu potraktowane w odmienny sposób. Schijve zakłada, że segment ten odkształca się analogicznie do pozostałych, tj. według równania (3). Das i in. przyjmują, że obszar zakładki jest idealnie sztywny. W myśl powyższego, jeżeli w modelu [4] segment *i* reprezentuje obszar zakładki, to zgodnie z rysunkiem 5:

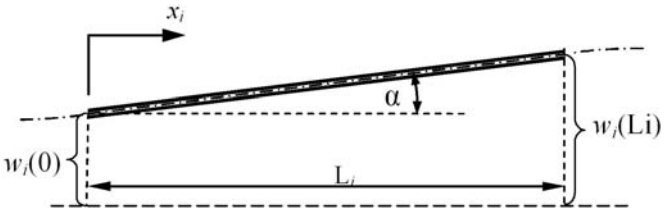
$$\mathrm{tg}(\alpha) = (w_i(L_i) - w_i(0)) / L_i. \tag{12}$$

Dla małych kątów $\mathrm{tg}(\alpha) = \alpha = w_i'(0)$ i wówczas:

$$w_i(L_i) = w_i(0) + L_i w_i'(0). \tag{13}$$

Ponieważ segment zakładki połączony jest z segmentami $i - 1$ oraz $i + 1$, to przy uwzględnieniu równania (6) muszą być spełnione warunki

$$w_i'(0) = w_{i-1}'(L_{i-1}) = w_i'(L_i) = w_{i+1}'(0). \tag{14}$$

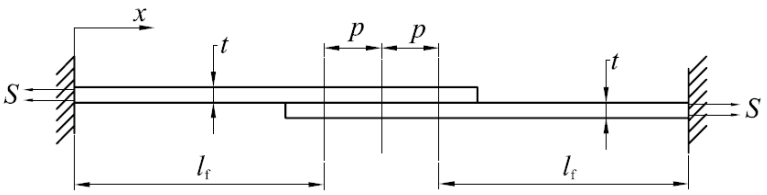


Rys. 5. Modelowanie odkształceń zakładki według [4]

Przykład zastosowania modelu Schijvego [3] do złącza zakładkowego z trzema rzędami nitów zamieszczony jest w dodatku.

3. Wpływ poziomu obciążenia i parametrów konstrukcyjnych na naprężenia zginające w zakładkowych połączeniach nitowych

Przedstawione poniżej wyniki obliczeń dotyczyć będą zakładkowego trójrzędowego połączenia nitowego blach, pokazanego na rysunku 6. Stosując modele [3] i [4], rozważono zależność efektu wtórnego zginania od wartości naprężeń rozciągających (S) oraz takich parametrów geometrycznych, jak: grubość blach (t), rozstaw rzędów nitów (p) i tzw. swobodna długość próbki (l_f), tj. odległość od skrajnego rzędu nitów do krawędzi uchwytu mocującego.

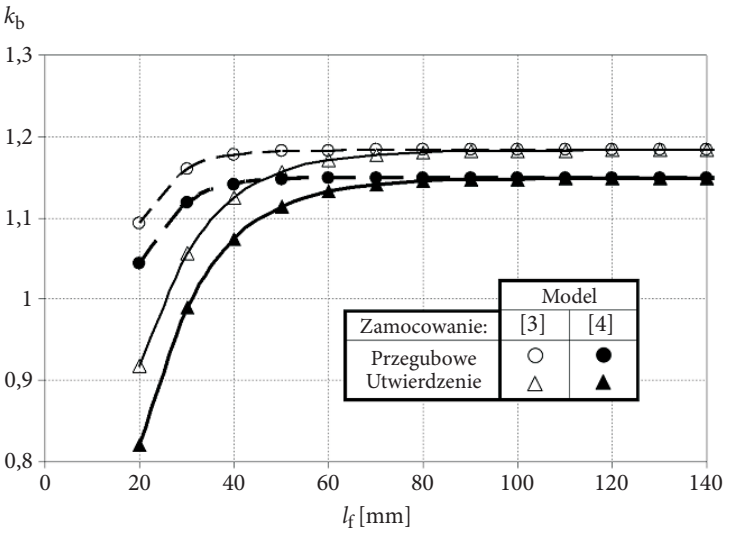


Rys. 6. Geometria próbki do oceny wpływu wtórnego zginania według modeli [3, 4]

Udział naprężeń zginających w krytycznym przekroju połączenia nitowego można określić przez tzw. współczynnik zginania zdefiniowany jako:

$$k_b = S_b/S. \tag{15}$$

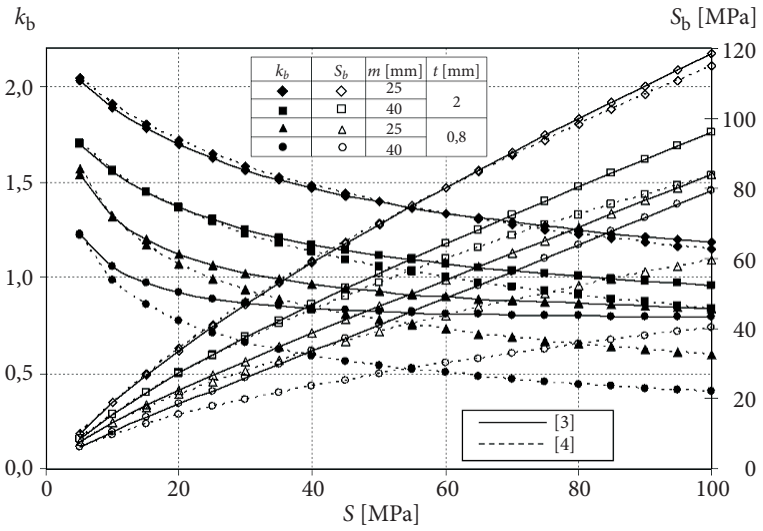
Na rysunku 7 przedstawiono wyznaczone z użyciem modeli [3, 4] wartości współczynnika k_b w funkcji długości l_f, z uwzględnieniem zarówno sztywnego, jak i przegubowego zamocowania końców blach o grubości 2 mm, obciążonych naprężeniami rozciągającymi S = 100 MPa. Jak widać, zgodnie z obydwoma modelami, wpływ zamocowania przestaje mieć znaczenie, gdy swobodna długość próbki (l_f) jest większa od 100 mm. Potwierdza to przyjmowaną zwykle w badaniach zmęczeniowych zasadę, że zachowanie stosunku $l_f/t \geq 50$ zapewnia uniknięcie wpływu sposobu zamocowania na wyniki badań. Godne uwagi jest również, że dla $l_f \geq 50t$ współczynnik k_b przyjmuje wartość stałą, co oznacza, że udział wtórnego zginania nie zmienia się już mimo zwiększania swobodnej długości próbki.



Rys. 7. Wpływ sposobu zamocowania próbki na współczynnik zginania dla S = 100 MPa oraz t = 2 mm

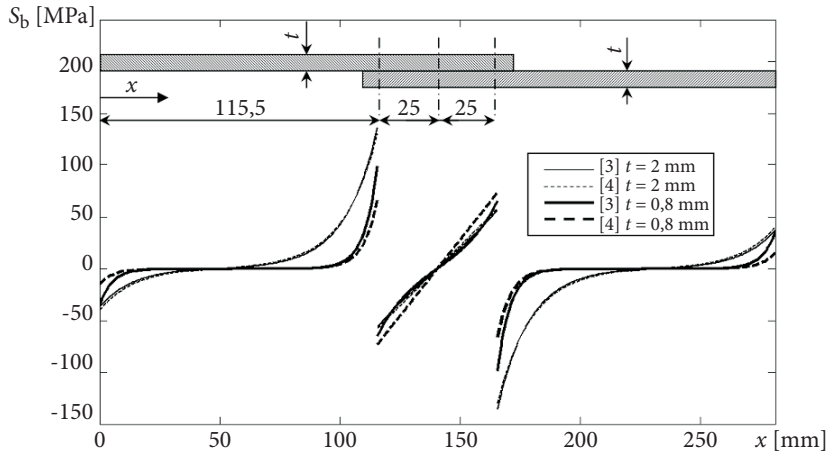
Zgodnie z wykresami przedstawionymi na rysunku 8, udział wtórnego zginania rośnie wraz z grubością blachy i maleje wraz ze zwiększaniem rozstawu między rzędami nitów. Trendy te związane są, odpowiednio, z bezpośrednią zależnością mimośrodowości złącza od grubości blachy oraz z mniejszymi deformacjami blach w obrębie zakładki o większej długości. Rysunek 8 demonstruje także, że naprężenia zginające są nieliniową funkcją naprężeń rozciągających, zaś ich względny udział, reprezentowany przez współczynnik k_b, zmniejsza się ze wzrostem naprężenia nominalnego S. W przypadku małych grubości (t = 0,8 mm), efekt wtórnego zginania szacowny według modelu Dasa i in. [4] jest wyraźnie mniejszy niż ocenia to model Schijvego [3], przy czym rozbieżności między wynikami uzyskanymi z użyciem obydwu modeli zmniejszają się wraz ze wzrostem t. Dla przykładu, wartość k_b obliczona według modelu [3] dla t = 0,8 mm i p = 40 mm jest przy naprężeniu S = 100 MPa prawie dwukrotnie większa niż oceniona za pomocą modelu [4]. Równocześnie ten ostatni wskazuje na mocniejszą zależność wtórnego zginania od rozstawu rzędów nitów p. Przykładowo przy obciążeniu S = 100 MPa, wzrost podziałki p z 25 mm do 40 mm, powoduje zgodnie z modelem [3], zmniejszenie k_b o 18,8% dla t = 2 mm i 5,7% dla t = 0,8 mm, podczas gdy model [4] ocenia te zmiany na odpowiednio 27% i 32,5%, wskazując tym samym na większą redukcję naprężeń w związku ze zwiększeniem podziałki p.

Wyznaczone z użyciem modeli [3] i [4] rozkłady naprężeń zginających na całej długości połączenia zakładkowego obciążonego naprężeniami rozciągającymi S = 120 MPa, widoczne są na rysunku 9. Potwierdza się tu trend widoczny wcześniej na rysunku 8, że maksymalne naprężenia gnące w skrajnych rzędach nitów



Rys. 8. Wpływ grubości łączonych blach t oraz rozstawu rzędów nitów p na efekt wtórnego zginania

rosną wraz z grubością próbki. Równocześnie maleją nieznacznie naprężenia S_b w obszarze zakładki, co jednak z punktu widzenia trwałości zmęczeniowej połączenia nie jest istotne. Różnice pomiędzy rozkładami naprężeń S_b wyznaczonymi przy użyciu modeli [3] i [4] — wyraźne dla cienkich blach (t = 0,8 mm) — zanikają wraz ze wzrostem ich grubości (t = 2 mm). Jest to zrozumiałe, gdy weźmie się pod uwagę opisane wcześniej w punkcie 2 odmienne w obu koncepcjach założenia dotyczące odkształceń zakładki. Im grubsza bowiem blacha, tym mniejsze różnice między deformacjami $w(x)$ obliczonymi dla odkształcalnej (według [3]) i doskonale sztywnej (według [4]) zakładki.



Rys. 9. Przebieg naprężeń zginających wzdłuż połączenia zakładkowego dla S = 120 MPa

4. Dyskusja

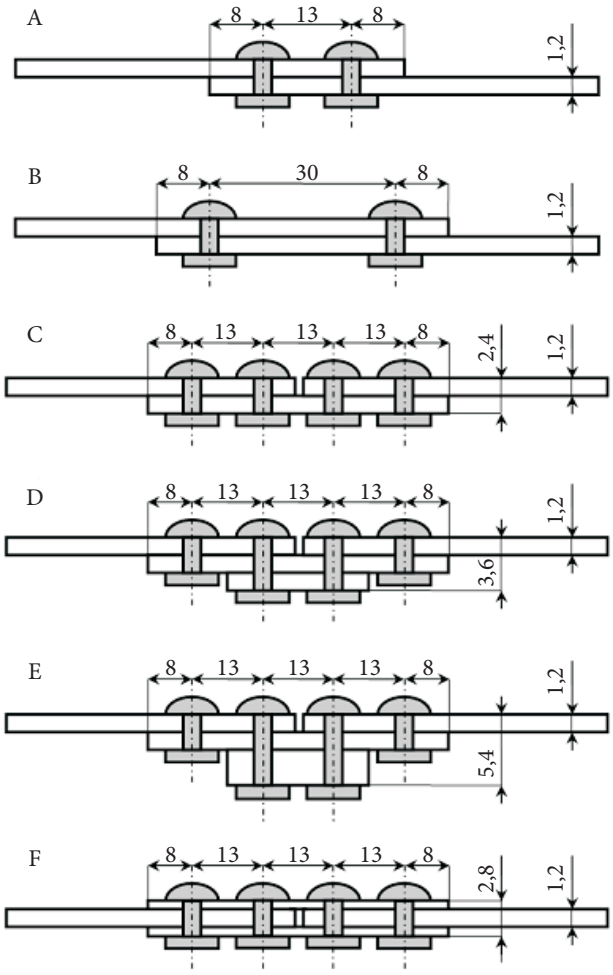
Bezpośrednia eksperymentalna bądź numeryczna weryfikacja modeli [3, 4] nastręcza trudności. Jak to wykazał eksperymentalnie Müller [1] i potwierdzili w numerycznych analizach MES Rans i in. [5], dyskretny charakter transferu obciążeń przez nity powoduje, że rozkład naprężeń w przekroju poprzecznym blach jest nierównomierny wzdłuż ich szerokości, zaś w pobliżu otworów występuje znaczna koncentracja naprężeń. Ponadto, skutkiem różnic w odkształceniach poprzecznych blach w obszarze skrajnych rzędów nitów, panuje tam płaski stan naprężeń, tzn. pojawiają się naprężenia prostopadłe do kierunku obciążenia, które w pobliżu krawędzi bocznych blach mogą osiągać znaczne wartości. Współczynnik k_b, wyznaczony na podstawie rozważonych tu modeli, odnosi się do osiowych naprężeń nominalnych, a więc z założenia pomija powyższe efekty. Tak więc, nie miałoby sensu bezpośrednie porównywanie naprężeń S_b obliczonych w myśl tych koncepcji z wartościami zmierzonymi lub wyznaczonymi MES w pobliżu otworów,

a więc w miejscach występowania naprężeń maksymalnych. W przypadku połączeń zakładkowych o geometrii pokazanej na rysunku 1, Rijck [6] zaobserwował bardzo dobrą zgodność między wynikami otrzymanymi przy użyciu modelu Schijvego [3], a naprężeniami zginającymi wyznaczonymi na podstawie pomiarów tensometrem naklejonym wzdłuż osi jednej z wewnętrznych kolumn nitów poza obszarem zakładki, w odległości od skrajnego rzędu nitów równej połowie odstępu między rzędami nitów. W obrębie zakładki, gdzie jednak — jak to pokazuje rysunek 9 — naprężenia zginające są znacznie niższe, rozbieżności między wynikami pomiarów tensometrycznych Rijcka i obliczeń były większe, co można przypisać pominięciu wpływu transferu obciążeń w modelu [3]. Także Brenner i Hübsch [7] otrzymali zadowalającą zgodność miedzy wynikami pomiarów tensometrycznych w złączu z pojedynczą nakładką i naprężeniami wyznaczonymi z wykorzystaniem metodyki analogicznej do modelu Schijvego. Inaczej niż w cytowanych wyżej pomiarach Rijcka, naklejali oni tensometry w połowie odstępu między kolumnami nitów w odległości 2 mm od osi nitów w rzędzie, przy czym odległość miedzy rzędami wynosiła 20 mm. Cytowane tu wyniki wydają się wskazywać, że model Schijvego umożliwia wiarygodną ocenę nominalnych, tj. wyznaczonych z pominięciem wpływu otworów, naprężeń zginających w krytycznych rzędach nitów.

Hartman i Schijve [2] wykonali badania zmęczeniowe przy obciążeniu stałoamplitudowym próbek składających się z blach ze stopu Al 2024-T3 o grubości 1,2 mm połączonych dwoma rzędami nitów z głową wypukłą na zakładkę lub przy pomocy pojedynczej nakładki. We wszystkich przypadkach zastosowano ten sam proces nitowania, osiągając stosunek średnicy zakuwanej głowy nitu do średnicy jego trzonu równy 1,5. Ogółem Hartman i Schijve rozważyli 6 konfiguracji złączy, różniących się udziałem wtórnego zginania, pokazanych na rysunku 10. Rysunek 11 przedstawia linią ciągłą wyniki badań zmęczeniowych w formie linii regresji dla, pokazanych na rysunku 10, dwóch połączeń zakładkowych A i B oraz dla złącza z podwójną nakładką F traktowanego jako przypadek referencyjny, gdyż dla tej geometrii $k_b = 0$. Gdyby trwałość połączenia zależała tylko od amplitudy sumy nominalnego naprężenia rozciągającego i naprężenia zginającego $(S + S_b)_a$, to przy uwzględnieniu, że w przypadku złącza F $S_b = 0$, dla określonej trwałości byłaby spełniona równość:

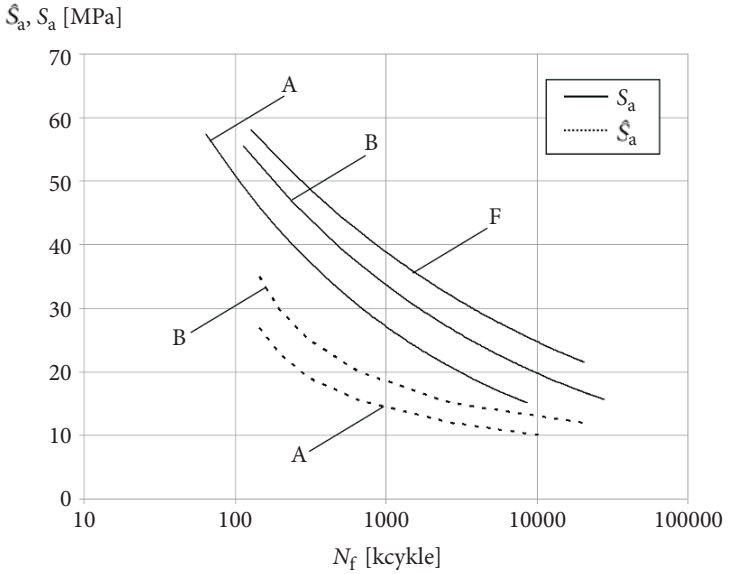
$$(\hat{S} + S_b)_{a,A} = (\hat{S} + S_b)_{a,B} = S_{a,F}. \tag{16}$$

Linie $\hat{S}_a$ *versus* N_f dla połączeń typu A i B otrzymane z powyższej zależności, przy czym S_b obliczone jest według modelu Schijvego, zaś $S_{a,F}$ pochodzi z badań zmęczeniowych złącza F, wykreślono linią przerywaną na rysunku 11. Jak widać z tego rysunku, przewidywana w myśl równania (16) redukcja wytrzymałości zmęczeniowej skutkiem wtórnego zginania jest większa, niż wynika to z badań zmęczeniowych, gdyż dla obydwu złączy wartości $\hat{S}_a$ są znacznie niższe od ob-



Rys. 10. Konfiguracje geometryczne próbek nitowanych w badaniach zmęczeniowych Hartmana i Schijvego [2]

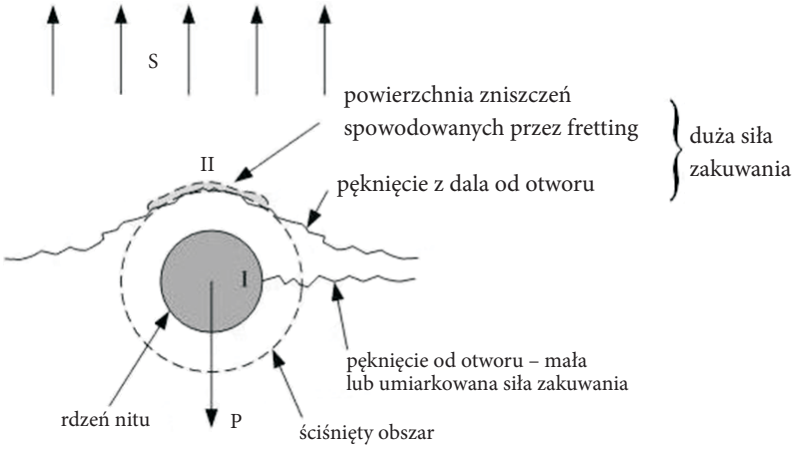
serwowanych przy danej trwałości poziomów wytrzymałości zmęczeniowej S_a. Powyższe rezultaty wskazują, że zastosowanie parametru $(S + S_b)_a$ do korelacji trwałości zmęczeniowej nie umożliwiłoby konsolidacji krzywych Wöhlera złączy nitowych o różnych konfiguracjach geometrycznych i prowadziłaby do przeceniania szkodliwego wpływu wtórnego zginania na ich własności zmęczeniowe. Wniosek taki potwierdzają także nieomawiane tu wyniki badań Hartmana i Schijvego dla pozostałych złączy z rysunku 10 (C, D i E), choć z drugiej strony ich eksperymenty wskazują w sensie jakościowym trend spadku wytrzymałości zmęczeniowej złącza ze wzrostem udziału wtórnego zginania ocenionego w myśl modelu Schijvego.



Rys. 11. Wyniki badań zmęczeniowych próbek nitowanych Hartmana i Schijvego [2] — opis w tekście

Trudności w przewidywaniu trwałości zmęczeniowej złączy nitowanych wiążą się ze znaczną liczbą wzajemnie niekiedy uwarunkowanych czynników, od których ona zależy. W szczególności, jak to wykazują eksperymenty [1] i analizy numeryczne [5], siła zakuwania nitu i typ nitu wpływają w złożony sposób na stan naprężeń wokół otworu nitowego, w tym na wielkość naprężeń zginających oraz na miejsce inicjacji pęknięć zmęczeniowych. Ze wzrostem siły zakuwania podwyższa się siła dociskająca blachy pod głowami nitów, co ogranicza ugięcia blach w tym obszarze, a nawet im zapobiega. W efekcie tego, miejsce występowania maksymalnego momentu zginającego, a więc i największych naprężeń zginających, przesuwa się z punktu I do punktu II (rys. 12). Wpływ wtórnego zginania wyjaśnia więc w sensie jakościowym obserwowane w eksperymentach i pokazane na rysunku 12 uzależnienie od siły zakuwania miejsca nukleakcji pęknięć zmęczeniowych w połączeniach nitowych z mimośrodem [1, 8]. Jedną z przyczyn bardzo znacznego podwyższenia trwałości zmęczeniowej złączy nitowanych w przypadku zastosowania dużej siły zakuwania nitu [1, 8] może być redukcja wtórnego zginania wskutek zwiększenia — dzięki dociskowi blach przez głowy nitów — efektywnego rozstawu między rzędami nitów. Ponadto, zastosowanie wyższej siły zakuwania wiąże się z korzystną zmianą naprężeń resztkowych wokół otworów, generując ściskające naprężenia obwodowe, a także umożliwia przenoszenie części obciążenia przez siły tarcia między blachami [1, 5].

Powyższe aspekty trudno byłoby w sposób ścisły uwzględnić przy prognozowaniu trwałości zmęczeniowej połączeń nitowych. W stosowanych obecnie



Rys. 12. Zmiana miejsca inicjacji pęknięć zmęczeniowych w połączeniu nitowym w zależności od poziomu siły zakuwania

półempirycznych metodach przewidywania trwałości tych złączy uzależnia się ją od amplitudy lokalnego naprężenia w krytycznym rzędzie nitów [4, 9]. Przyjmuje się, że jest ono sumą naprężeń pochodzących od składowych *bypass* i *transfer* siły przenoszonej przez połączenie (patrz punkt 1), a także od wtórnego zginania. Współczynnik zginania potrzebny do wyznaczenia tego ostatniego komponentu naprężenia lokalnego można dla danej konfiguracji złącza w dogodny sposób ocenić wykorzystując jeden z omawianych tu prostych modeli.

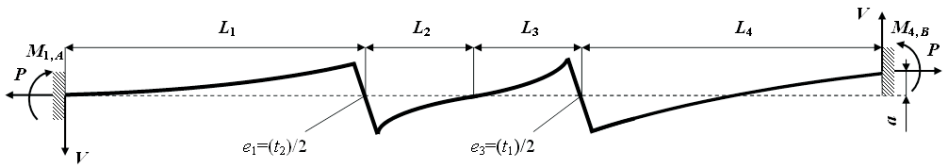
5. Wnioski

1) Skutkiem mimośrodu siły w połączeniach nitowych zakładkowych i nakładkowych jednostronnych, generowane są naprężenia zginające, spowodowane efektem wtórnego zginania. Osiągają one najwyższe wartości w skrajnych rzędach nitów.
2) Udział wtórnego zginania można oszacować, wykorzystując proste modele teoretyczne zaproponowane przez Schijvego oraz Dasa i współautorów. Obydwa modele wykorzystują różniczkowe równanie linii ugięcia belek i płyt. Obszar połączenia blach traktowany jest jako integralna całość, w związku z czym obecność środkowych rzędów nitów i nierównomierny transfer obciążeń przez blachy nie są uwzględnione. Obie koncepcje różnią się założeniami co do stanu naprężenia i sposobem modelowania mimośrodowości oraz odkształceń w obszarze zakładki.

3) Różnice pomiędzy wynikami rozważanych modeli są największe dla cienkich blach i zanikają ze wzrostem ich grubości. Główną przyczyną tych rozbieżności jest odmienny w obu modelach opis odkształceń w obszarze między skrajnymi rzędami nitów.
4) Według obydwu modeli współczynnik zginania jest nieliniową funkcją przyłożonych naprężeń. Udział zginania rośnie wraz z grubością blachy i maleje wraz ze zwiększaniem rozstawu między rzędami nitów (długości zakładki).
5) Na podstawie opublikowanych porównań między wynikami pomiarów tensometrycznych z dala od otworów nitowych w złączach z mimośrodem i wynikami modelu Schijvego można wnosić, że koncepcja ta pozwala na zadowalającą ocenę średnich nominalnych naprężeń w skrajnych rzędach nitów, spowodowanych wtórnym zginaniem.
6) Amplituda sumy naprężeń rozciągających i zginających, policzonych według modelu Schijvego dla krytycznego rzędu nitów, nie koreluje w sensie ilościowym trwałości zmęczeniowych zmierzonych w badaniach złączy z mimośrodami. Wyniki tych badań wskazują jednak, że wytrzymałość tego typu połączeń pogarsza się ze wzrostem udziału wtórnego zginania.
7) W opinii autorów niniejszego artykułu, współczynnik zginania obliczony według jednej z omawianych tu koncepcji może być przydatny w obecnie stosowanych półempirycznych metodach oceny trwałości zmęczeniowej złączy nitowych z mimośrodem.

DODATEK

Przykład zastosowania modelu Schijvego [3] do połączenia nitowego z rysunku 1

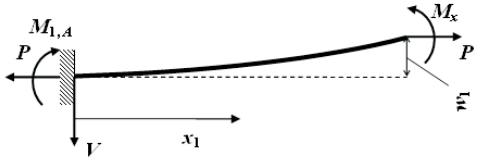


Rys. A1. Schemat odkształceń osi obojętnej w modelu Schijvego

Założono, że oba końce próbki są utwierdzone oraz przesunięte względem siebie o odległość a. Na rysunku A1 przedstawiono przebieg osi obojętnej dla tak przyjętego sposobu zamocowania próbki, poddanej działaniu siły rozciągającej P. Grubości blach wynoszą t_1 oraz t_2 (por. rysunek 3a).

Połączenie podzielone jest na 4 segmenty pokazane na rysunkach 3a i A1, dla których warunki brzegowe zestawione są poniżej.

Segment 1 (rys. A2):



Rys. A2. Ugięcie osi obojętnej w segmencie 1

Warunki brzegowe w utwierdzeniu:

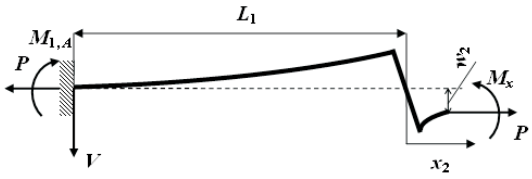
$$w_1(x_1 = 0) = 0 \text{ oraz } w'_1(x_1 = 0) = 0.$$

Po podstawieniu do równania (5):

$$B_1 - M_{1A}/P = 0, \tag{A1}$$

$$A_1\alpha_1 + V/P = 0. \tag{A2}$$

Segment 2 (rys. A3):



Rys. A3. Ugięcie osi obojętnej w segmencie 2

Na styku segmentów 1 i 2 występuje nieciągłość osi obojętnej $e_1 = t_2/2$, a zatem

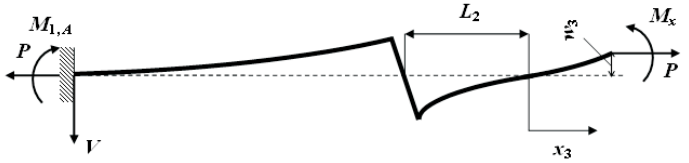
$$w_2\,(x_2 = 0) = w_1(x_1 = L_1) + e_1 \text{ oraz } w'_1(x_1 = L_1) = w'_2(x_2 = 0).$$

Po podstawieniu do równania (5):

$$A_1\sinh(\alpha_1 L_1) + B_1\cosh(\alpha_1 L_1) - B_2 + e_1 = 0, \tag{A3}$$

$$A_1\alpha_1\cosh(\alpha_1 L_1) + B_1\alpha_1\sinh(\alpha_1 L_1) - A_2\alpha_2 = 0. \tag{A4}$$

Segment 3 (rys. A4):



Rys. A4. Ugięcie osi obojętnej w segmencie 3

Ponieważ segmenty 2 i 3 są tej samej grubości ($t_1 + t_2$), to na ich styku linia ugięcia jest ciągła i $e_2 = 0$, a zatem

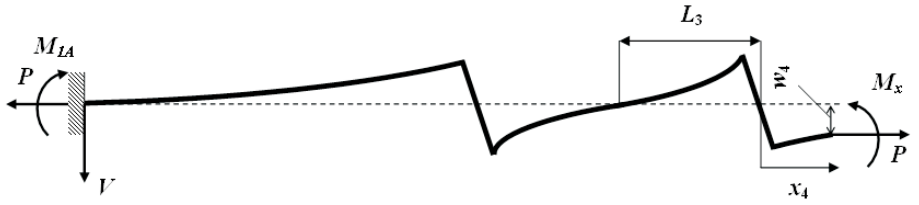
$$w_3(x_3 = 0) = w_2(x_2 = L_2) \text{ oraz } w'_2(x_2 = L_2) = w'_3(x_3 = 0).$$

Po podstawieniu do równania (5):

$$A_2\sinh(\alpha_2 L_2) + B_2\cosh(\alpha_2 L_2) - B_3 = 0, \tag{A5}$$

$$A_2\alpha_2\cosh(\alpha_2 L_2) + B_2\alpha_2\sinh(\alpha_2 L_2) - A_3\alpha_3 = 0. \tag{A6}$$

Segment 4 (rys. A5):



Rys. A5. Ugięcie osi obojętnej w segmencie 4

Na styku segmentów 3 i 4 występuje nieciągłość osi obojętnej $e_3 = t_1/2$, a zatem

$$w_4(x_4 = 0) = w_3(x_3 = L_3) + e_3 \text{ oraz } w'_3(x_3 = L_3) = w'_4(x_4 = 0).$$

Po podstawieniu do równania (5):

$$A_3\sinh(\alpha_3 L_3) + B_3\cosh(\alpha_3 L_3) - B_4 + e_3 = 0, \tag{A7}$$

$$A_3\alpha_3\cosh(\alpha_3 L_3) + B_3\alpha_3\sinh(\alpha_3 L_3) - A_4\alpha_4 = 0. \tag{A8}$$

Warunki brzegowe w utwierdzeniu (rys. A1):

$$w_4(x_4 = L_4) = a \text{ oraz } w'_4(x_4 = L_4) = 0.$$

Po podstawieniu do równania (5):

$$A_4\sinh(\alpha_4 L_4) + B_4\cosh(\alpha_4 L_4) - M_{1A}/P + V(L_1+L_2+L_3+L_4)/P - a = 0, \quad \text{(A9)}$$

$$A_4\alpha_4\cosh(\alpha_4 L_4) + B_4\alpha_4\sinh(\alpha_4 L_4) + V/P = 0. \quad \text{(A10)}$$

Układ 10 równań (A1 do A10) zawiera dziesięć niewiadomych. Jego rozwiązanie umożliwia wyznaczenie ugięcia próbki $w_i(x_i)$, a tym samym momentu gnącego $M_{b,i}(x_i)$ i naprężania zginającego $S_{b,i}(x_i)$ w dowolnym przekroju połączenia.

W przypadku próbki zamocowanej przegubowo, w równaniu (4) $M_{1,A} = 0$ i $V = 0$. Uwzględniając ponadto zmiany w warunkach brzegowych, tj. $w'_1(0) \neq 0$ oraz $w'_4(L_4) \neq 0$, liczba równań i niewiadomych redukuje się do ośmiu.

Praca została dofinansowana z projektu Eureka–IMPERJA, nr E!3496.

Artykuł wpłynął do redakcji 10.07.2008 r. Zweryfikowaną wersję po recenzji otrzymano w październiku 2008 r.

LITERATURA

[1] R. P. G. Müller, *An experimental and analytical investigation on the fatigue behaviour of fuselage riveted lap joints. The significance of the rivet squeeze force, and a comparison of 2024-T3 and Glare 3*, PhD thesis, Delft University of Technology, 1995.

[2] A. Hartman, J. Schijve, *The effect of secondary bending on the fatigue strength of 2024-T3 Alclad riveted joints*, NLR TR 69116U, Amsterdam, 1969.

[3] J. Schijve, *Some elementary calculations on secondary bending in simple lap joints*, NLR TR 72036, Amsterdam, 1972.

[4] G. K. Das, M. Miller, T. Sovar, *Durability assessment of fuselage single shear lap joint with pads*, Proceedings of the 21st Symposium of the International Committee on Aeronautical Fatigue (ICAF' 2001), *Design for Durability in the Digital Age*, ed. J. Rouchon, Toulouse, France, vol. I, June 27-29 2001, 567-595.

[5] C. D. Rans, P. V. Straznicky, R. C. Alderliesten, *Effects of Rivet Installation on Residual Stresses and Secondary Bending Stresses in a Riveted Lap Joint*, Proceedings of 48th AIAA/ASME/ASCE/AHS/ASC Structures, Structural Dynamics, and Materials Conference, Waikiki, Hawaii, 2007.

[6] R. de Rijck, *Stress analysis of fatigue cracks in mechanically fastened joints*, PhD thesis, Delft University of Technology, 2005.

[7] L. Brenner, B. Hübsch, *Lebensdauer-Untersuchungen an Nietverbindungen*, Report EF30–TB 8, Dornier, Friedrichshafen, 1969.

[8] J. Schijve, *Fatigue of Structures and Materials*, Kluwer Academic Publishers, Dodrecht, 2001.

[9] J. J. Homan, A. A. Jongebreur, *Calculation method for predicting the fatigue life of riveted joints*, Proceedings of the 17th Symposium of the International Committee on Aeronautical Fatigue (ICAF' 1993), *Durability and Structural Integrity of Airframes*, ed. A. F. Blom, vol. I, Stockholm 1993, 175-190.

M. SKORUPA, A. KORBEL, T. MACHNIEWICZ

Analysis of secondary bending for riveted joints with eccentricities

Abstract. Two simple theoretical models proposed for estimating the effect of secondary bending which occurs under tensile load in riveted joints with eccentricities are discussed. Both models have been applied to quantify the influence of the load level and of some lap joint design parameters on the stresses due to secondary bending. Comparisons between the model results and the experimental and numerical data available in the literature suggest that the models are capable of correct esti-mates on the nominal bending stresses at fatigue critical locations in the riveted joints with eccen-tricities. The present analyses indicate that the reported in the literature reduction in the riveted joint fatigue strength depending on its geometrical configuration can be linked to the increase in the amount of secondary bending. However, as shown in this paper, the amplitude of the combined, i.e., accounting for secondary bending, nominal stress, does not correlate quantitatively the observed fatigue life for these joints.

Keywords: mechanics, riveted joint, secondary bending, theoretical models, fatigue life
Universal Decimal Classification: 621.88

Biuletyn WAT
Vol. LVIII, Nr 2, 2009

Metoda radiacyjnego pomiaru temperatury z kompensacją wpływu promieniowania słonecznego

HENRYK MADURA, TADEUSZ PIĄTKOWSKI, MARIUSZ KASTEK, MARIUSZ KOŁODZIEJCZYK

Wojskowa Akademia Techniczna, Instytut Optoelektroniki,
00-908 Warszawa, ul. S. Kaliskiego 2

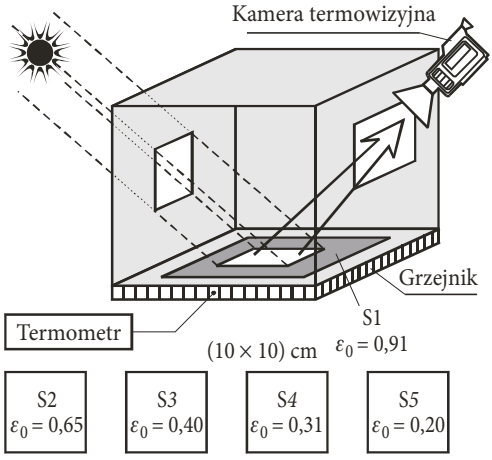
Streszczenie. Bezkontaktowe pomiary temperatury obiektu w zakresie podczerwieni, prowadzone w warunkach zewnętrznych, mogą być obarczone znacznymi błędami. Błąd pomiaru temperatury może być bardzo duży dla przypadku, gdy promieniowanie słoneczne po odbiciu od obiektu propaguje się wzdłuż osi optycznej przyrządu pomiarowego (kamery termowizyjnej, pirometru). Strumienie odbitego od obiektu promieniowania słonecznego oraz promieniowania własnego obiektu sumują się i odczytana wartość temperatury jest zawyżona. W pracy przedstawiono wyniki teoretycznej oceny błędów pomiaru temperatury i porównano je z wynikami uzyskanymi na drodze eksperymentalnej. Obliczenia i pomiary wykonano w zakresie widmowym 7,5-13 μm dla obiektów o różnej emisyjności.
Słowa kluczowe: pirometr, bezkontaktowy pomiar temperatury
Symbole UKD: 536.52

1. Wprowadzenie

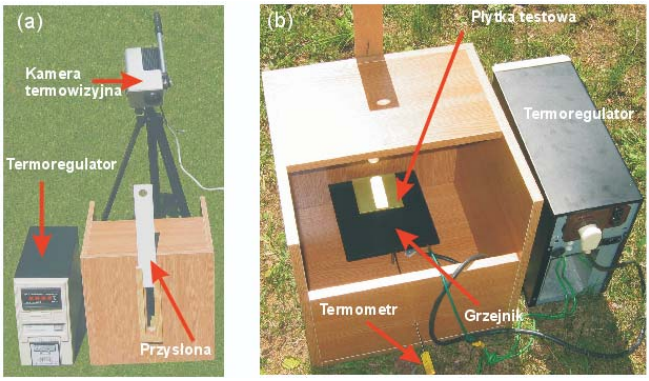
Wyniki zdalnych pomiarów temperatury obiektów o niskiej emisyjności wykonywane w warunkach silnego nasłonecznienia mogą być obarczone znacznymi błędami. W szczególności należy unikać takiej sytuacji pomiarowej, gdy promieniowanie słoneczne odbija się kierunkowo od powierzchni, której temperatura jest mierzona. W niektórych przypadkach możliwe jest stosowanie różnego rodzaju zasłon ograniczających wpływ promieniowania słonecznego. Przy automatycznych pomiarach temperatury problem wpływu zakłócającego promieniowania słońca pozostaje nierozwiązany.

Celem badań jest określenie wpływu promieniowania słonecznego na wyniki pomiarów temperatury za pomocą pirometrów lub kamer termowizyjnych oraz podanie sposobu minimalizacji błędów pomiarowych. Do określenia wpływu promieniowania słonecznego na błąd pomiaru temperatury w warunkach terenowych, wykonano stanowisko pomiarowe. Stanowisko pomiarowe przedstawiono na rysunkach 1 i 2.

Za pomocą wykonanego stanowiska, kamerą termowizyjną badano temperaturę płytek metalowych S1-S5 o różnej emisyjności, które kolejno umieszczano wewnątrz obudowy tak, aby znajdowały się w środku pola widzenia kamery termowizyjnej. Odległość obiektywu kamery do badanej płytki wynosiła 120 cm.



Rys. 1. Schemat stanowiska pomiarowego do badań wpływu promieniowania słonecznego na wyniki zdalnych pomiarów temperatury obiektu

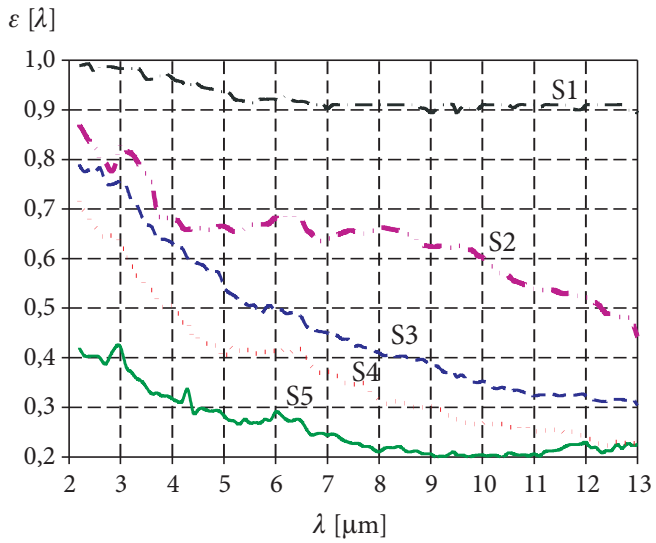


Rys. 2. Zdjęcie stanowiska pomiarowego: (a) widok ogólny, (b) widok od strony kamery

Promienie słoneczne docierają do badanej płytki metalowej przez prostokątny otwór wycięty w przedniej ściance obudowy tak, aby była oświetlona tylko część płytki badanej. Umożliwia to jednoczesny pomiar temperatury fragmentu płytki, do którego docierają promienie słoneczne (na rysunku 1 zaznaczone jaśniejszym kolorem) oraz fragmentu, do którego promienie słoneczne nie docierają (kolor ciemniejszy). Promienie słoneczne po odbiciu od badanej płytki propagują się wzdłuż osi optycznej kamery termowizyjnej.

Aby wyeliminować efekt podgrzewania badanych płytek przez padające promieniowanie słoneczne, otwór prostokątny otwierany był tylko na czas trwania pomiaru, tj. ok. 2 s. Temperatura badanych płytek była ustalana i stabilizowana za pomocą grzejnika i monitorowana termometrem.

Emisyjność widmową płytek (rys. 3) wyznaczono za pomocą spektrofotometru Specord 71 IR. Do kamery wprowadzana była emisyjność uśredniona dla danego zakresu pracy kamery termowizyjnej.



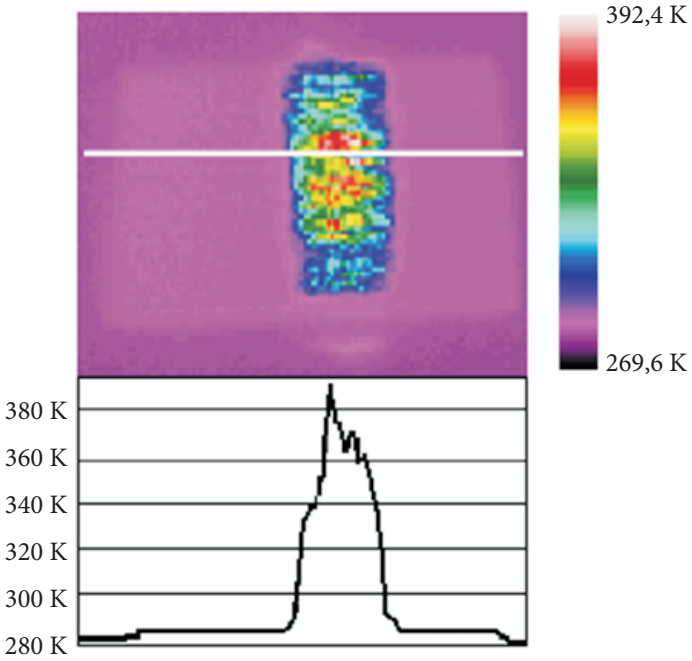
Rys. 3. Emisyjność widmowa płytek S1-S5

W tabeli 1 przedstawiono uśrednione wartości emisyjności płytek testowych wyznaczone dla zakresu pracy kamery termowizyjnej ThermaCam SC 3000. Na rysunku 4 przedstawiono termogram ilustrujący wpływ odbitego promieniowania słonecznego na wynik pomiaru płaskiej płytki aluminiowej pomalowanej farbą. Rzeczywista temperatura płytki wynosiła 285 K. Widoczne na rysunku prostokątne pole oświetlono światłem słonecznym (o natężeniu 24 $\mu W \cdot cm^{-2}$) jedynie na czas wykonania termogramu.

Tabela 1

Uśredniona emisyjność płytek testowych S1-S5 dla wybranych widmowych zakresów pracy kamery termowizyjnych LWIR

	Uśredniona emisyjność płytek testowych dla wybranych podzakresów widmowych			
Płytka testowa	3÷5 μm	8÷9 μm	8÷12 μm	7,5÷13 μm
S1(aluminium oksydowane)	0,95	0,91	0,91	0,91
S2 (aluminium + farba chromowa)	0,71	0,65	0,59	0,58
S3 (miedź)	0,64	0,40	0,36	0,35
S4 (balcha cynkowana)	0,50	0,31	0,27	0,27
S5 (blacha cynowana)	0,33	0,21	0,21	0,21



Rys. 4. Zarejestrowany za pomocą kamery termowizyjnej ThermaCam SC 3000 termogram płytki oświetlonej promieniowaniem słonecznym (płytka o współczynniku emisyjności $\varepsilon = 0{,}9$ i temperaturze $T = 285$ K)

Wartości temperatury na oświetlonych i nieoświetlonych obszarach tego samego elementu (płytki) mogą się różnić od kilku do nawet kilkuset stopni [1]. W takim przypadku pomiar należy powtórzyć kilkakrotnie z różnych kierunków obserwacji. Jeżeli powierzchnia obiektu nie jest płaska, to efekt odbicia promieniowania słonecznego może być zauważalny nawet po zmianie położenia kamery względem obiektu. W pirometrach podczerwieni, w których wynik nie jest przedstawiany w postaci termogramu, ale w postaci pojedynczej wartości, interpretacja wyniku jest o wiele trudniejsza. Podejmowane są próby układowego ograniczenia wpływu promieniowania słonecznego na zdalne pomiary temperatury. Najczęściej stosuje się metody podobne do eliminacji wpływu współczynnika emisyjności na dokładność pomiaru temperatury, takiej jak np. metody wielowidmowe [2, 3, 4].

Obecnie nie są znane żadne przemysłowe rozwiązania pirometrów jednopasmowych, które miałyby układ korekcji czy eliminacji wpływu promieniowania słonecznego. Istnieją jednak specjalistyczne rozwiązania pirometrów wielowidmowych, w których użytkownik jest informowany, że pomiar może być obarczony błędem spowodowanym przez promieniowanie słoneczne [5] i należy pomiar powtórzyć.

2. Opis zależności i oznaczeń układu pomiarowego

Egzytancja energetyczna ciała doskonale czarnego o temperaturze T, dla danego zakresu widmowego $\lambda_1 \div \lambda_2$ wynika z zależności Plancka:

$$M(T) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{c_1}{\lambda^5 \left(e^{c_2/\lambda T} - 1\right)} d\lambda, \tag{1}$$

gdzie: c_1, c_2 — stałe promieniowania;
λ — długość fali;
T — temperatura ciała czarnego.

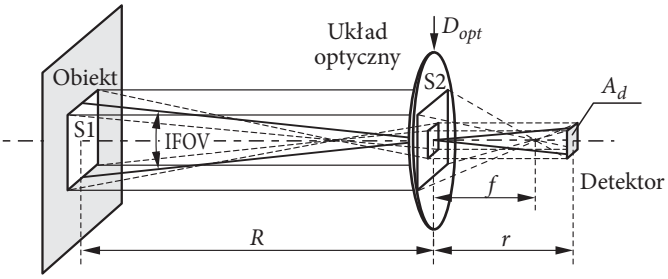
Wartość mocy promieniowania docierającego do powierzchni detektora wynosi (rys. 5):

$$P(T) = q\, M(T), \tag{2}$$

gdzie: q — stała konstrukcyjna wynikająca z budowy pirometru (rys. 5),

$$q = \left(D_{opt}\, \mathrm{tg} \frac{\mathrm{IFOV}}{2} \right)^2, \tag{3}$$

przy czym: D_{opt} — średnica źrenicy wejściowej obiektywu; IFOV — kąt pola widzenia detektora (lub pojedynczego piksela matrycy detektorów).



Rys. 5. Geometryczne zależności pomiędzy obiektem a układem optycznym pirometru i detektorem

Współczynnik konstrukcyjny można zapisać w równoważnej postaci [6, 7, 8]:

$$q = \frac{A_d}{4F^2 \cdot (1+\frac{r}{R})^2}, \tag{4}$$

przy czym: A_d — pole powierzchni detektora lub pojedynczego piksela w matrycy detektorów;
F — liczba otworowa układu optycznego;
r — odległość detektora od czoła obiektywu (soczewki);
R — odległość obiektu od obiektywu pirometru (kamery);
f — ogniskowa obiektywu.

3. Promieniowanie Słońca

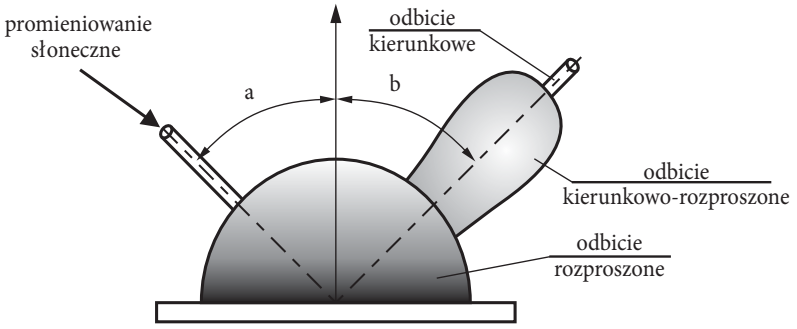
Temperatura powierzchni Słońca wynosi w przybliżeniu 5900 K. Widmowy rozkład promieniowania słonecznego jest najlepiej przybliżony przez widmowy rozkład promieniowania ciała doskonale czarnego o temperaturze 5770 K, którego rozmiar odpowiada rozmiarowi Słońca [9]. Ciało to emituje promieniowanie jednakowo we wszystkich kierunkach. Zanim dotrze do powierzchni Ziemi jest pochłaniane oraz rozpraszane przez gazy atmosferyczne i aerozole. Stosunek natężenia promieniowania słonecznego mierzonego na zewnątrz atmosfery ziemskiej $E_e(\lambda)$ do natężenia promieniowania słonecznego docierającego do powierzchni Ziemi $E_S(\lambda)$, wyznaczony dla poszczególnych długości fal, jest nazywamy widmowym współczynnikiem przepuszczalności atmosfery ziemskiej $\tau_E(\lambda)$. Dokładne wyzna-

czenie $\tau_E(\lambda)$ wymaga uwzględnienia wielu czynników i parametrów opisujących atmosferę. Do najważniejszych należy zaliczyć: zawartość i stopień kondensacji pary wodnej, temperaturę, ciśnienie atmosferyczne, grubość atmosfery ziemskiej oraz stężenie zawartych w niej cząsteczek gazów i aerozoli.

Natężenie promieniowania słonecznego całkowitego E_S, w wybranym zakresie widmowym $\lambda_1 \div \lambda_2$, można określić następującą:

$$E_S = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau_E(\lambda) E_e(\lambda)\, d\lambda. \tag{5}$$

W zależności od rozkładu przestrzennego strumienia promieniowania słonecznego po odbiciu od powierzchni obiektu możemy wyróżnić następujące typy odbicia (rys. 6): odbicie kierunkowe (ang. *specular reflection*, *regular reflection*), występujące przy odbiciu od gładkiej wypolerowanej powierzchni, odbicie rozproszone (ang. *diffuse reflection*), występujące przy odbiciu od powierzchni chropowatej, odbicie kierunkowo-rozproszone (ang. *directional diffuse reflection*, *mixed reflection*, *hybrid reflection*), wykazujące zarówno cechy odbicia kierunkowego, jak i rozproszonego [10].



Rys. 6. Rodzaje odbicia promieniowania słonecznego od powierzchni obiektu

Rozkład przestrzenny promieniowania słonecznego docierającego do detektora pirometru lub kamery termowizyjnej zależy więc od struktury powierzchni, stopnia jej chropowatości i umiejscowienia urządzenia pomiarowego względem kierunku padającego promieniowania słonecznego.

Przypadki odbicia kierunkowego i rozproszonego są przypadkami krańcowymi i rzadko występują w rzeczywistości. Moc promieniowania słonecznego P_S, dla przypadku odbicia kierunkowo-rozproszonego, może być określona wyrażeniem:

$$P_S = \begin{cases} A_d \left(\dfrac{R-f}{f} \right)^2 E_S = \left(2\,R\ \operatorname{tg} \dfrac{\mathrm{IFOV}}{2} \right)^2 E_S, & \alpha = \beta \\ \mathrm{q}\, E_S, & \alpha \neq \beta\,. \end{cases} \tag{6}$$

4. Model obliczeniowy przyjęty do wyznaczenia temperatury obiektu

W rzeczywistych warunkach pomiarowych moc promieniowania docierającego do apertury wejściowej układu optycznego przyrządu pomiarowego zależy od bardzo wielu czynników. Do najważniejszych należy zaliczyć przede wszystkim właściwości promienne samego obiektu, które są określone jego temperaturą i emisyjnością. W praktyce pomiarowej emisyjność najczęściej nie jest znana i nawet korzystanie z gotowych tablic nie daje pewności, że do obliczeń jej wartość została przyjęta prawidłowo. Emisyjność zależy od takich czynników, jak np. struktura i stopień utlenienia powierzchni, jej temperatura, kierunek obserwacji czy przedział widmowy, dla którego ma być wyznaczona.

Spośród innych czynników mających wpływ na moc promieniowania docierającego do apertury wejściowej układu optycznego przyrządu pomiarowego należy wymienić: promieniowanie odbite od powierzchni obiektu, a także absorpcyjne, rozpraszające i promienne właściwości atmosfery.

Sumaryczną wartość mocy promieniowania docierającego do apertury wejściowej układu optycznego, dla typowych warunków pomiarowych, można określić wyrażeniem [11]:

$$P_c = \varepsilon \tau_a P(T) + (1-\tau_a) P_a(T_a) + (1-\varepsilon) \tau_a P_{ot}(T_{ot}), \tag{7}$$

przy czym: ε — emisyjność obiektu;

τ_a — współczynnik przepuszczalności atmosfery pomiędzy obiektem a kamerą;

$P(T)$ — moc promieniowania ciała czarnego o temperaturze T;

$P_a(T_a)$ — moc promieniowania atmosfery o temperaturze T_a;

$P_{ot}(T_{ot})$ — moc promieniowania otoczenia o temperaturze T_{ot}.

Jeżeli przyjąć, że każdy ze składników mocy promieniowania, tj. $P(T)$, $P_a(T_a)$, $P_{ot}(T_{ot})$, spowoduje wygenerowanie na wyjściu detektora proporcjonalnego do niej sygnału napięciowego odpowiednio $U(T)$, $U_a(T_a)$, $U_{ot}(T_{ot})$, to otrzymuje się wyrażenie na całkowitą wartość sygnału napięciowego:

$$U_c = \varepsilon \tau_a U(T) + (1-\tau_a) U_a(T_a) + (1-\varepsilon) \tau_a U_{ot}(T_{ot}). \tag{8}$$

W urządzeniach, w których powyższą zależność stosuje się w celu wyznaczenia temperatury obiektu użytkownik powinien oszacować i wprowadzić poprawki na wartości parametrów, takich jak: emisyjność obiektu ε', współczynnik przepuszczalności atmosfery τ_a', temperatura atmosfery T_a', temperatura otoczenia T_{ot}'.

Rozwiązując równanie (8) ze względu na $U(T)$ i uwzględniając wprowadzone poprawki, otrzymujemy:

$$U(T_o) = \frac{1}{\varepsilon' \tau_a'} U_c - \frac{1-\tau_a'}{\varepsilon' \tau_a'} U_a(T_a') - \frac{1-\varepsilon'}{\varepsilon'} U_{ot}(T_{ot}'). \tag{9}$$

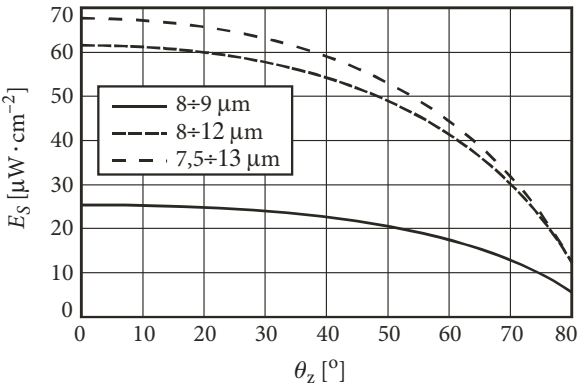
Znając wartość napięcia $U(T_o)$, można na podstawie charakterystyki kalibracyjnej urządzenia wyznaczyć temperaturę obiektu T_o (indeks wprowadzony dla odróżnienia wartości obliczonej od rzeczywistej). Błąd względny wyznaczenia temperatury obiektu

$$\delta_T = \frac{T_o - T}{T} 100\%, \tag{10}$$

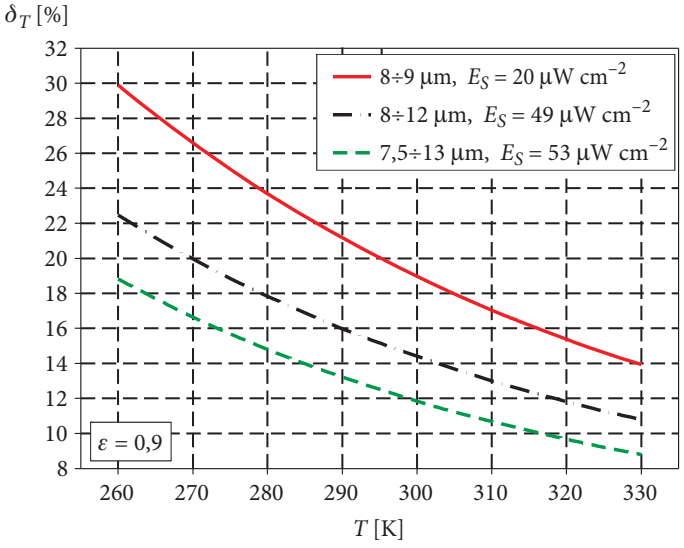
zależy w głównej mierze od różnicy pomiędzy rzeczywistymi wartościami parametrów występujących w równaniu (8), a wartościami wprowadzonymi. Należy zauważyć, że w metodzie tej przyjęto założenie, że poszczególne składniki promieniowania opisane są prawem Lamberta, co w przypadku odbicia kierunkowego i kierunkowo rozproszonego nie jest spełnione.

5. Wyniki obliczeń

Dla przedstawionego powyżej matematycznego opisu zjawisk przyjęto, że dla bliskich odległości współczynnik $\tau_a = 1$. Przykładowe obliczenia przeprowadzono dla widma promieniowania słonecznego wyznaczonego w programie PcModWin 3.0 dla atmosfery letniej, warunków wiejskich, widoczności 23 km i kąta odchylenia Słońca od zenitu $\theta_Z = 30°$. Program PcModWin jest jednym z najlepszych programów symulacyjnych powszechnie stosowanych do obliczeń transmisji atmosfery czy rozkładu widmowego promieniowania docierającego do powierzchni Ziemi po przejściu przez atmosferę. Na podstawie wykonanych obliczeń w programie PcModWin 3.0 wyznaczono całkowite natężenie promieniowania słonecznego E_S obliczono dla typowych zakresów pracy długofalowych pirometrów podczerwieni i kamer termowizyjnych, tj. 8÷9 μm, 8÷12 μm oraz 7,5÷13 μm (rys. 7). Do obliczeń względnego błędu odczytu temperatury przyjęto następujące wartości parametrów wejściowych $R = 120$ cm, $f = 3{,}5$ cm, $D_{opt} = 5$ cm, IFOV = 1,1 mrad, $T = 260 \div 330$ K. Obliczone wartości błędu względnego temperatury dla obiektów o emisyjności $\varepsilon = 0{,}9$ oraz $\varepsilon = 0{,}6$ przedstawiono na rysunkach 8 i 9.

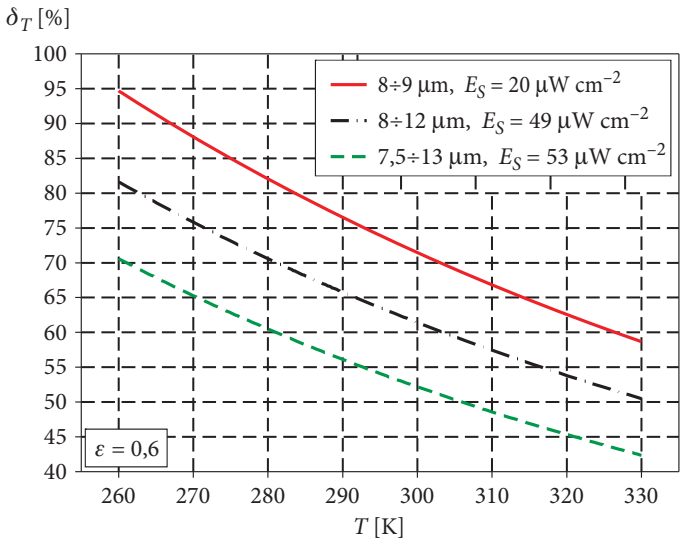


Rys. 7. Natężenie promieniowania słonecznego wyznaczonego w programie PcModWin 3.0 dla atmosfery letniej, w zależności od kąta odchylenia Słońca od zenitu



Rys. 8. Błąd względny wyznaczenia temperatury obiektu dl obiektu o współczynniku emisyjności ε = 0,9 dla trzech zakresów widmowych i dla atmosfery letniej, warunków wiejskich, widoczności 23 km i kąta odchylenia Słońca od zenitu θ_Z = 50°

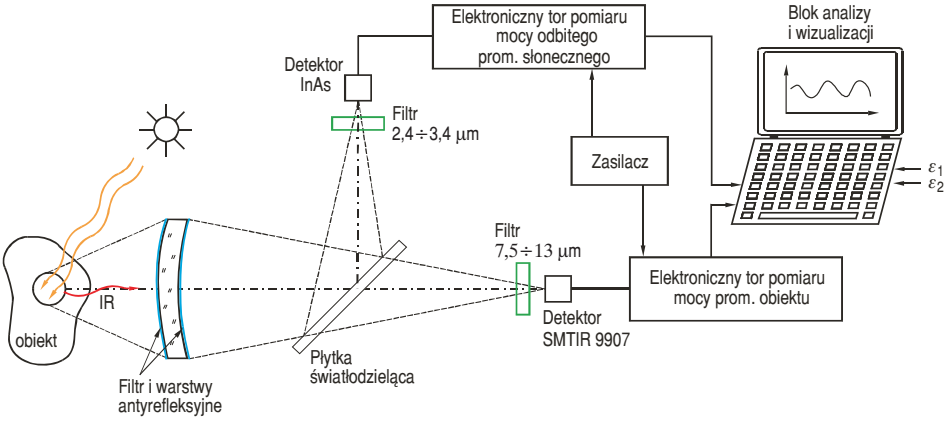
Z obliczeń wynika, że błąd względny pomiaru temperatury spowodowany promieniowaniem słonecznym zależy zarówno od emisyjności, jak i od temperatury obiektu. Zależy on również od szerokości pasma detekcji. Generalnie im węższe pasmo, tym większy błąd. Wynika to z tego, że maleje moc promieniowania własnego obiektu w stosunku do mocy promieniowania słonecznego odbitego od niego. Ponadto błąd rośnie, gdy rośnie natężenie promieniowania słonecznego.



Rys. 9. Błąd względny wyznaczenia temperatury obiektu dl obiektu współczynniku emisyjności $\varepsilon = 0{,}6$ dla trzech zakresów widmowych i dla atmosfery letniej, warunków wiejskich, widoczności 23 km i kąta odchylenia Słońca od zenitu $\theta_Z = 50°$

6. Opis metody pomiaru

Metoda pomiaru temperatury w warunkach nasłonecznienia polega na jednoczesnym pomiarze mocy promieniowania obiektu w paśmie krótkofalowym 2,4÷3,4 μm i długofalowym. Pole obserwacji układu optycznego jest identyczne dla obydwu pasm (rys. 10).



Rys. 10. Schemat pirometru z układem kompensacji wpływu promieniowania słonecznego

Pasmo krótkofalowe jest dostatecznie oddalone od pasma długofalowego. Zatem na wyjściu detektora krótkofalowego nie obserwuje się zmian sygnału spowodowanych promieniowaniem obiektu w tym paśmie. Właściwy pomiar temperatury obiektu odbywa się w paśmie długofalowym, zaś pasmo krótkofalowe służy wyłącznie do detekcji promieniowania słonecznego odbitego od obiektu.

W przypadku gdy obiekt zostanie oświetlony przez promieniowanie słoneczne, wartość sygnału na wyjściach obu detektorów wzrasta. Jeśli znana jest wartość sygnału na wyjściu detektora krótkofalowego, można ją skorygować na wyjściu detektora długofalowego, a tym samym zmniejszyć bądź całkowicie wyeliminować błąd odczytu temperatury obiektu spowodowany dodaniem się odbitego promieniowania słonecznego. Korekcja odbywa się poprzez podstawienie wartości sygnału zmierzonego w paśmie krótkofalowym do funkcji kalibracyjnej pirometru, a uzyskaną w ten sposób wartość sygnału odejmuje od sygnału zmierzonego na wyjściu detektora długofalowego. Funkcję kalibracyjną należy wyznaczyć eksperymentalnie, rejestrując odpowiedzi detektora dla kilku wartości temperatury obiektu.

Nadmienić należy, że emisyjność obiektu w paśmie krótkofalowym może być inna niż dla pasma długofalowego. Użytkownik przyrządu musi znać wartości tych emisyjności.

Na podstawie obliczeń w PcModWin 3.0 oraz na podstawie charakterystyk natężenia promieniowania słonecznego, uzyskanych za pomocą spektroradiometru SR-5000, można wykazać, że zmiany natężenia promieniowania słonecznego w paśmie 2,4÷3,4 μm są najlepiej skorelowane ze zmianami natężenia promieniowania słonecznego w zakresie długofalowym LWIR. Spadkowi/wzrostowi natężenia promieniowania słonecznego w zakresie 2,4÷3,4 μm towarzyszy spadek/wzrost wartości natężenia promieniowania słonecznego w zakresie długofalowym.

Możliwe jest wyznaczenie natężenia promieniowania słonecznego w paśmie LW w funkcji natężenia promieniowania słonecznego w zakresie 2,4÷3,4 μm dla dowolnego typu atmosfery ziemskiej.

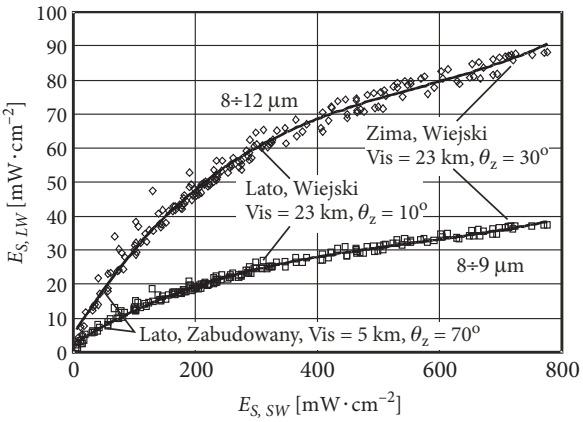
W celu weryfikacji powyższego stwierdzenia:

1. przeprowadzono analizę 180 widmowych rozkładów promieniowania słonecznego, które uzyskano za pomocą programu PcModWin dla następujących modeli atmosfery: Tropical, MidLatitude Summer, MidLatitudeWinter, 1976 US Standard, dla różnych modeli aerozolowych Rural Vis = 23 km, Rural Vis = 5 km, Navy Maritime, Maritime Vis = 23 km, Urban Vis = 5 km oraz kątów odchylenia Słońca od zenitu od 0° do 80° z krokiem co 10°;
2. wyznaczono całkowite natężenie promieniowania słonecznego w paśmie korekcyjnym 2,4÷3,4 μm i w wybranych długofalowych pasmach detekcji: 8÷9 μm, 8÷12 μm oraz 7,5÷13 μm,
3. aproksymowano uzyskane dane wielomianem trzeciego stopnia postaci:

$$E_{S,\,LW} = a_1 \left(E_{S,SW}\right)^3 + a_2 \left(E_{S,\,SW}\right)^2 + a_3 E_{S,\,SW} + a_4, \tag{11}$$

gdzie: $E_{S,\,SW}$ — natężenie promieniowania słonecznego w krótkofalowym paśmie korekcyjnym 2,4÷3,4 μm;
$E_{S,\,LW}$ — natężenie promieniowania słonecznego w wybranym paśmie detekcji: 8÷9 μm, 8÷12 μm lub 7,5÷13 μm;
$a_1 \div a_4$ — współczynniki wielomianu wyznaczone dla poszczególnych zakresów LWIR.

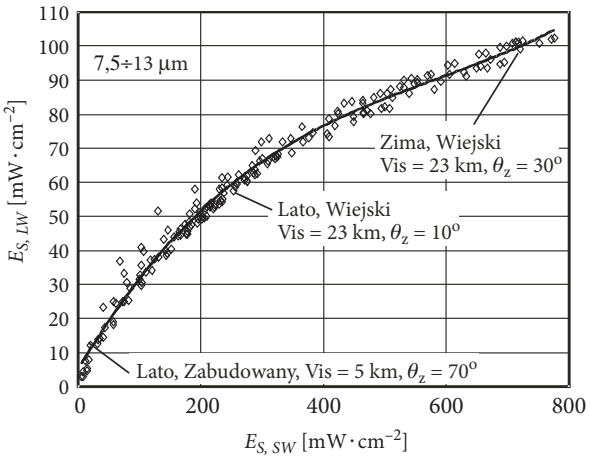
Uzyskane z obliczeń zmiany natężenia promieniowania słonecznego w pasmach 8÷9 μm oraz 8÷12 μm w funkcji zmian natężenia promieniowania słonecznego paśmie 2,4÷3,4 μm przedstawiono na rysunku 11, natomiast dla pasma 7,5÷13 μm na rysunku 12.



Rys. 11. Natężenia promieniowania słonecznego w pasmach 8÷9 μm oraz 8÷12 μm w funkcji zmian natężenia promieniowania słonecznego paśmie 2,4÷3,4 μm, dla różnych modeli atmosfery

Skuteczność metody można oszacować, porównując, o ile zmniejszy się błąd względny pomiaru temperatury, jeżeli skompensowana zostanie wartość promieniowania słonecznego zgodnie z zależnością (11). W tym celu należy wyznaczyć różnicę ΔE_S pomiędzy krzywą aproksymującą a rzeczywistymi wartościami promieniowania słonecznego, czyli wartość nieskompensowanego promieniowania słonecznego w procesie pomiaru temperatury jest równa:

$$\Delta E_S = E_{S,LWIR} - E_{S,LW}. \tag{12}$$



Rys. 12. Natężenia promieniowania słonecznego w pasmach 7,5÷13 μm w funkcji zmian natężenia promieniowania słonecznego paśmie 2,4÷3,4 μm, dla różnych modeli atmosfery

W przypadku gdy $\Delta E_S = 0$ μW cm^{-2}, pomiar temperatury obiektu nie będzie obarczony błędem, ponieważ wartość skompensowanego natężenia promieniowania słonecznego $E_{S,\,LW}$ jest taka sama jak jego wartość rzeczywista $E_{S,\,LWIR}$.

Gdy $\Delta E_S > 0$ μW cm^{-2}, wskazana temperatura obiektu będzie wyższa od temperatury obiektu, gdyż skompensowana została tylko część promieniowania słonecznego.

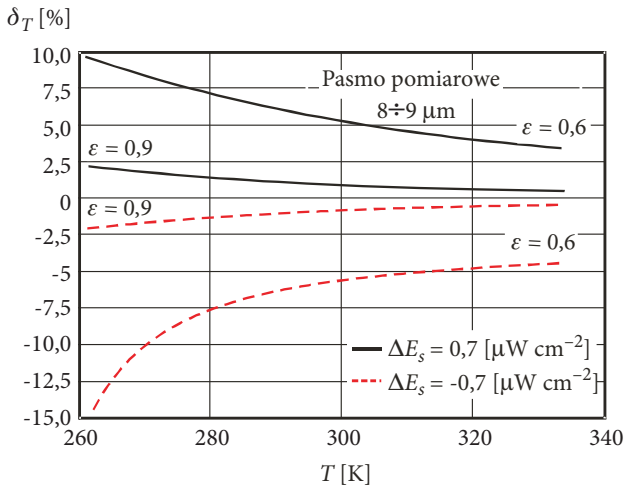
Jeśli $\Delta E_S < 0$ μW cm^{-2}, wskazana temperatura obiektu będzie niższa od temperatury obiektu, gdyż skompensowana wartość natężenia promieniowania słonecznego jest większa niż w rzeczywistości.

Do obliczeń przyjęto $\Delta E = \pm\ \Delta \bar{E}_S$, gdzie $\Delta \bar{E}_S$ jest średnią wartością natężenia nieskompensowanego promieniowania słonecznego:

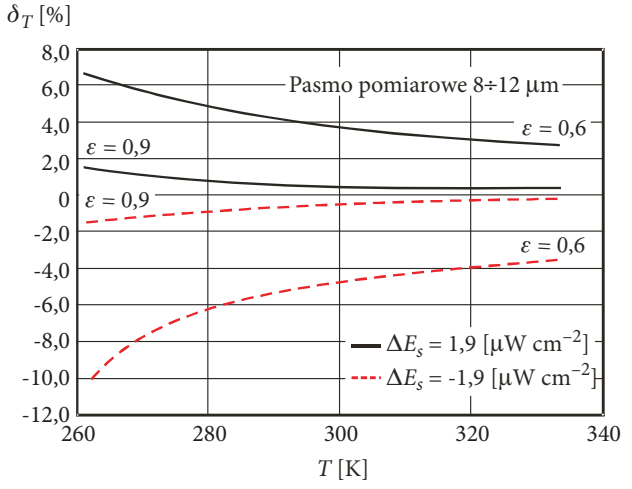
$$\Delta \bar{E}_S = \pm \frac{1}{180} \sum_{i=1}^{180} \left| E^i_{S,LWIR} - E^i_{S,LW} \right| . \tag{13}$$

Wartość $\Delta \bar{E}_S$ dla pasm detekcji 8÷9 μm, 8÷12 μm oraz 7,5÷13 μm wynosi odpowiednio 0,7 μW cm^{-2}, 1,9 μW cm^{-2}, 2,2 μW cm^{-2}. Wyniki obliczeń maksymalnego błędu pomiaru temperatury obiektów metodą pirometryczną z kompensacją wpływu promieniowania słonecznego przedstawiono na rysunkach 13-15.

Uzyskane wyniki obliczeń potwierdzają poprawność wybranego pasma korekcyjnego oraz zaproponowanej metody pomiaru temperatury. Najmniejsze błędy pomiaru temperatury obiektów oświetlonych promieniowaniem słonecznym uzyskuje się dla pasma korekcji 2,4÷3,4 μm oraz pasma pomiarowego 7,5÷13 μm.

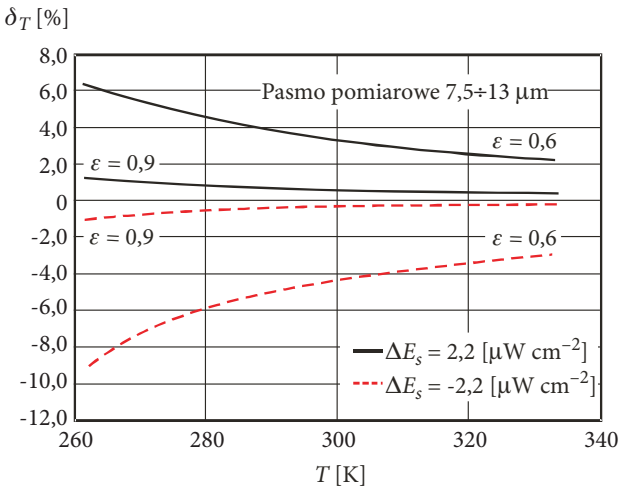


Rys. 13. Względny błąd odczytu temperatury obiektu o emisyjności ε = 0,6 i ε = 0,9 dla pasma pomiarowego 8÷9 μm oraz ΔE_S = ± 0,7 μW cm^{-2}



Rys. 14. Względny błąd odczytu temperatury obiektu o emisyjności ε = 0,6 i ε = 0,9 dla pasma pomiarowego 8÷12 μm oraz ΔE_S = ± 1,9 μW cm^{-2}

Otrzymane wyniki obliczeń wskazują również na to, że dla obiektów o emisyjności $\varepsilon \geq 0{,}6$, a więc dla znacznej większości obiektów przemysłowych (np. wykonanych z blach ocynkowanych lub stalowych), wartość zmierzonej temperatury nie różni się od wartości rzeczywistej więcej niż 10%.



Rys. 15. Względny błąd odczytu temperatury obiektu o emisyjności $\varepsilon = 0{,}6$ i $\varepsilon = 0{,}9$ dla pasma pomiarowego 7,5÷13 μm oraz $\Delta E_S = \pm 2{,}2$ μW cm^{-2}

7. Podsumowanie

Zaproponowano nową metodę kompensacji wpływu promieniowania słonecznego na wyniki pomiarów wykonywanych pirometrami lub kamerami termowizyjnymi pracującymi w długofalowym zakresie podczerwieni.

Symulacja komputerowa metody pozwala przypuszczać, że jej zastosowanie w algorytmie wyznaczania temperatury w pirometrach lub kamerach termowizyjnych pozwoli zredukować błędy pomiarów w niektórych przypadkach nawet o rząd wielkości. Na podstawie przedstawionych w artykule symulacji planuje się wykonanie modelu pirometru, w którym będzie eliminowany zakłócający wpływ promieniowania słonecznego na wyniki zdalnych pomiarów temperatury.

Artykuł wpłynął do redakcji 24.07.2009 r. Zweryfikowaną wersję po recenzji otrzymano w lutym 2009 r.

LITERATURA

[1] H. Madura, M. Kołodziejczyk, *Influence of sun radiation on results of non-contact temperature measurements in far infrared range*, Opto-Electronics Review, vol. 13, 3, 2005, 253-257.

[2] H. Madura, M. Kastek, T. Piątkowski, *Automatic compensation of emissivity in three-wavelength pyrometers*, Infrared Physics and Technology, vol. 51, 1, 2007, 1-8.

[3] H. Madura, T. Piątkowski, *Emissivity compensation algorithms in double-band pyrometry*, Infrared Physics and Technology, vol. 46, 1-2 SPEC. ISS., 2004, 185-189.

[4] Z. Bielecki, K. Chrzanowski, R. Matyszkiel, T. Piątkowski, M. Szulim, *Infrared pyrometer for temperature measurement of objects of both wavelength- and time-dependent emissivity*, Optica Applicata vol., 29, 3, 1999, 284-292.

[5] H. Madura, T. Piątkowski, E. Powiada, *Multispectral precise pyrometer for measurement of seawater surface temperature*, Infrared Physics & Technology, vol. 46, 2004, 69-73.

[6] M. J. Riedl, *Optical Design, Fundamentals for Infrared Systems*, SPIE Press, Bellingham, Washington, 2001.

[7] G. C. Holst, *Testing and Evaluation of Infrared Imaging Systems*, SPIE Press, Bellingham, Washington, 1998.

[8] R. Dulski, H. Madura, T. Niedziela, Z. Sikorski, *Theoretical model of thermodetection system*, Optica Applicata, vol. 30, 2-3, 2000, 451-453.

[9] J. G. Zissis, *The Infrared & Electro-Optical Systems Handbook*, vol. 1, Sources of Radiation, SPIE Press, Belinggham, 1993.

[10] S. K. Nayar, K. Ikeuchi, T. Kanade, *Determining shape and reflectance of lambertian, specular, and hybrid surfaces using extended sources*, International Workshop on industrial application of Machine Intelligence and Vision (MIV-89), Tokyo, 1989.

[11] ThermaCAM^{TM} Researcher, User's Manual, FLIR Systems.

H. MADURA, T. PIĄTKOWSKI, M. KASTEK, M. KOŁODZIEJCZYK

Method for compensation of influence of sun radiation on radiative temperature measurements

Abstract. Outdoor remote temperature measurements in the infrared range can be very inaccurate because of the influence of solar radiation reflected from a measured object. In a case of strong directional reflection towards a measuring device, the error rate can easily reach hundreds per cent as the reflected signal adds to the thermal emission of an object. As a result, the measured temperature is much higher than the real one. Error rate depends mainly on the emissivity of an object and intensity of solar radiation. The position of a measuring device with reference to an object and the Sun is also important.

The method for compensation of such undesirable influence of solar radiation is presented, based on simultaneous measurements in two different spectral bands, short and long-wave ones. The temperature of an object is derived from long-wave data only, whereas short-wave band, the corrective one, is used to estimate the solar radiation level. Both bands were selected to achieve proportional changes of output signal due to solar radiation. Knowing the relation between emissivity and solar radiation levels in both spectral bands it is possible to significantly reduce a measurement error.

Keywords: intensity of solar radiation, emissivity, pyrometers, thermography, radiometric temperature measurements

Universal Decimal Classification: 536.52

Biuletyn WAT
Vol. LVIII, Nr 2, 2009

Analiza porównawcza wybranych zapalników programowalnych małokalibrowej amunicji granatnikowej

JANUSZ EWERTOWSKI, MACIEJ DRZYMAŁA,
WOJCIECH DĄBROWSKI, JERZY CHYTŁA

Politechnika Warszawska, Instytut Mechaniki i Konstrukcji, 02-524 Warszawa, ul. Narbutta 85
Instytut Mechaniki Precyzyjnej, 01-796 Warszawa, ul. Duchnicka 3

Streszczenie. Artykuł zawiera porównanie programowalnych zapalników czasowych z nową generacją zapalników programowanych poprzez zliczanie liczby obrotów na torze lotu. W części wstępnej zamieszczono omówienie zasad działania nowej generacji zapalników, a także charakterystykę konstrukcji nowych granatów. Cechą charakterystyczną nowego rozwiązania jest to, że zapalnik programowalny zapewnia detonację granatu po przebyciu założonego dystansu, określanego za pomocą liczby obrotów granatu w czasie lotu. W dalszej części przeprowadzone jest porównanie pokazujące znaczące różnice w zakresie precyzji ataku pomiędzy nowymi rozwiązaniami a rozwiązaniami klasycznych zapalników czasowych. W pracy zamieszczone są porównania torów lotu pocisków, punktów detonacji oraz wnioski końcowe.
Słowa kluczowe: granatniki, amunicja granatnikowa, zapalniki programowalne, skuteczność ataku
Symbole UKD: 623.44

1. Wstęp

W historii strzeleckiego uzbrojenia lufowego występuje wiele momentów, w których wprowadzenie nowego rozwiązania konstrukcyjnego stawało się punktem wyznaczającym skokowy rozwój tego uzbrojenia. Przykładowo wymienić można takie rozwiązania jak chociażby wprowadzenie ładowania lufy od tyłu, zastosowanie amunicji scalonej, opracowanie broni samoczynnych itp. Podobną sytuację możemy zaobserwować obecnie. Dotyczy ona kompletnego przewartościowania roli uzbrojenia granatnikowego jako elementu całościowego systemu uzbrojenia pojedynczego żołnierza.

W funkcjonującym dotychczas układzie podstawowym uzbrojeniem żołnierza jest karabinek małokalibrowy uzupełniany często o jednostrzałowy granatnik podwieszany. W tak skonfigurowanym zestawie karabinek wciąż pełni funkcję podstawową, podczas gdy granatnik stanowi jedynie uzupełnienie. Pojawiające się jednak obecnie koncepcje nowego uzbrojenia zakładają odwrócenie tej sytuacji i uczynienie z samopowtarzalnego granatnika broni podstawowej, karabinkowi pozostawiając funkcje pomocnicze.

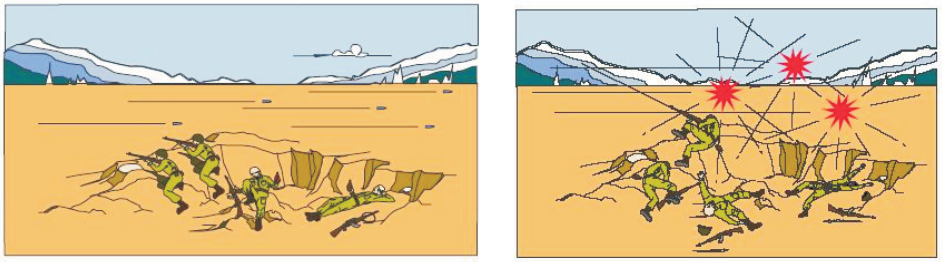
Przyjęcie takich dość rewolucyjnych, założeń wynika z analizy działań i typowych zachowań żołnierza na polu walki. Okazuje się, że w realnych działaniach żołnierz piechoty w przybliżeniu 5% czasu znajduje się w pozycji wyprostowanej, około 20% leży na ziemi, podczas gdy pozostałą część, tj. 75% czasu, znajduje się za osłoną. Oznacza to, że przez ¾ czasu swych działań jest zabezpieczony przed rażeniem klasyczną amunicją małokalibrową. Właśnie stosowanie takiej amunicji niejako wymusiło rozwinięcie taktyki polegającej na wykorzystywaniu miejsc zapewniających osłonę przed prostym ostrzałem.

Obecnie ocenia się, że jedynym znanym rozwiązaniem, mogącym podnieść efektywność działań żołnierza jest wprowadzenie nowego typu granatnika. W założeniach przyjmuje się, że nowy system małokalibrowego uzbrojenia granatnikowego powinien charakteryzować się kilkoma zasadniczymi właściwościami:

— granatnik powinien zapewnić możliwość oddania przynajmniej kilku strzałów bez potrzeby przeładowywania; musi to więc być broń samopowtarzalna;
— wymagane jest zwiększenie zasięgu ostrzału, umożliwiające efektywne rażenie celu na odległościach 500 m i więcej. Aby było to możliwe konieczne jest zwiększenie prędkości początkowej wystrzeliwanych pocisków. Powoduje to jednak potrzebę zmniejszenia masy pocisku a tym samym kalibru z obecnie stosowanego 40 mm, celem utrzymania energii odrzutu broni na akceptowalnym poziomie;
— konieczne jest zastosowanie amunicji programowalnej pozwalającej możliwie dokładnie określić punkt eksplozji pocisku na jego torze lotu;
— w związku z zastosowaniem amunicji programowanej system uzbrojenia musi być wyposażony we własny system kierowania ogniem zapewniający dokładne namierzenie celu i zaprogramowanie zapalnika w jaki wyposażony jest wystrzeliwany pocisk;
— ponadto należy zapewnić możliwie mały rozrzut parametrów amunicji wpływających na celność broni.

Tak wykonany system uzbrojenia granatnikowego powinien zapewnić jakościowy skok w zdolności zwalczania celów. Wyjaśnia to rysunek 1. Grupa żołnierzy pozostająca za osłoną jest trudna do skutecznego zaatakowania klasyczną amunicją małokalibrową. Sytuacja zmienia się diametralnie przy ataku programowalną amunicją granatnikową eksplodującą dokładnie nad celem. Ujawnia się tu przewaga

amunicji granatnikowej, która dla skutecznego rażenia nie musi trafić bezpośrednio w cel, lecz w jego rejon.



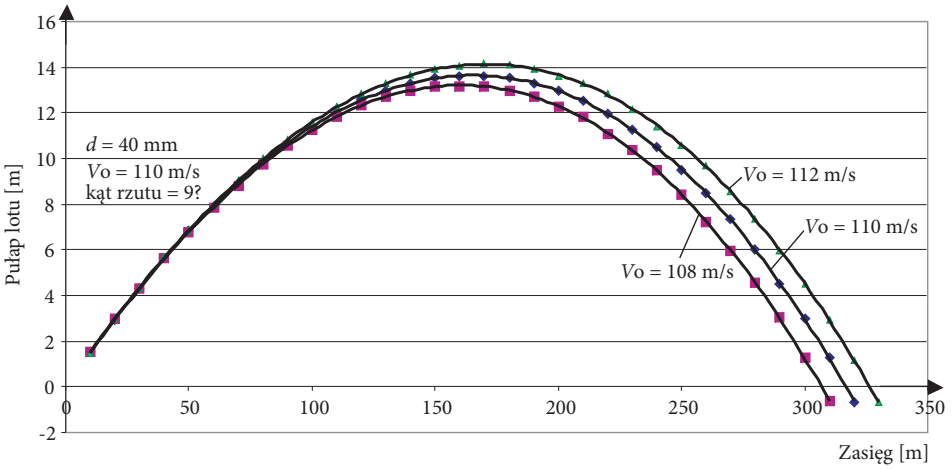
Rys. 1. Różnice w zwalczaniu celów pozostających w ukryciu w zależności od zastosowanej amunicji (www.globalsecurity.org)

Amunicja odłamkowa wybuchająca w powietrzu nad celem znana jest już od dawna. Wspomnieć można chociażby wynalezione na początku XIX w. przez angielskiego generała-majora Henry'ego Shrapnela, pociski artyleryjskie przeznaczone do zwalczania siły żywej. Wypełnione ołowianymi kulkami, wyrzucanymi za pomocą ładunku prochowego, wykorzystujące zapalnik czasowy, zostały po raz pierwszy zastosowane w 1804 r. podczas walk w Surinamie.

Należy zwrócić uwagę na to, że skuteczność tego typu amunicji w znacznym stopniu zależy od miejsca zadziałania zapalnika. Jeżeli zadziała zbyt wysoko nad celem, to odłamki wytracą energię niezbędną do skutecznego rażenia, z kolei zbyt niskie odpalenie ogranicza obszar rażenia. Podobnie istotne znaczenie ma analizowanie punktu eksplozji w płaszczyźnie horyzontalnej. Jeżeli pocisk eksploduje zbyt wcześnie przed celem lub zbyt daleko za nim, skuteczność rażenia celu będzie również zmniejszona. Dotychczas w amunicji granatnikowej stosowano zapalniki czasowe pozwalające zaprogramować punkt eksplozji na torze lotu. Stosując takie rozwiązania, należy jednak uwzględnić, że w każdej amunicji, nawet pochodzącej z jednej partii produkcyjnej, występuje zawsze rozrzut prędkości wylotowych wystrzeliwanych pocisków. Te nawet niewielkie różnice wpływają znacząco na odległość jaką pocisk zdąży pokonać w zaprogramowanym czasie. Skutkuje to w efekcie końcowym odpaleniem ładunku w miejscu różniącym się od zakładanego, a co się z tym wiąże — niewykorzystaniem w pełni dysponowanej siły rażenia. Obrazuje to rysunek 2.

Ze względu na stosowane kalibry granatników indywidualnych, a także nieduże powierzchnie atakowanych celów wymagane stają się zapalniki o szczególnej precyzji działania, zapewniające odpalenie ładunku dokładnie nad ostrzeliwanym celem.

Założenie opracowania bardziej skutecznego systemu uzbrojenia granatnikowego przeznaczonego dla pojedynczego żołnierza leżało u podstaw dwóch amerykańskich programów badawczych, tj.: XM29 i XM-25. Program XM29 zakładał



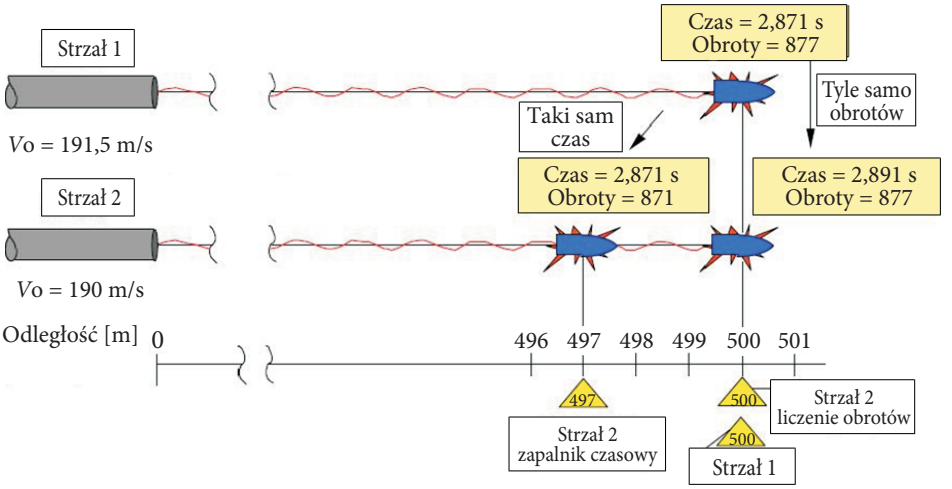
Rys. 2. Przykładowe różnice w torze lotu tego samego pocisku przy wahaniach prędkości początkowej *V*o = 110 ±2 m/s, dla 40 mm amunicji granatnikowej

opracowanie indywidualnego systemu uzbrojenia składającego się z karabinka szturmowego kalibru 5,56 × 45 mm i granatnika kalibru 20 mm. Natomiast drugi program, realizowany po zawieszeniu pierwszego, przewiduje opracowanie nowego granatnika o kalibrze zwiększonym do 25 mm.

Niezależnie od wymienionych programów zasadniczym problemem było opracowanie zapalnika zapewniającego znaczne zwiększenie dokładności momentu odpalenia ładunku, gwarantującego tym samym wzrost skuteczności działania pocisku. Istotą zagadnienia było uwzględnienie naturalnie występującego dla każdej amunicji rozrzutu prędkości wylotowych. W opracowanym rozwiązaniu został wykorzystany niestosowany dotychczas parametr fizyczny, występujący podczas lotu pocisku po torze balistycznym, pozwalający niejako uniezależnić moment odpalenia ładunku od prędkości wylotowej. Zaproponowano mianowicie zliczanie ilości obrotów, jakie wykonuje lecący pocisk wokół swojej osi podłużnej, poruszając się po torze i wykorzystanie tej wielkości do sterowania momentem odpalenia. W tym przypadku zadziałanie zapalnika następuje po wykonaniu zaprogramowanej liczby obrotów. Dla konkretnego układu lufa-pocisk umożliwia to uniezależnienie się od wahań prędkości wylotowych. Zawsze bowiem jeden obrót następuje na identycznej długości toru balistycznego, co warunkuje wielkość skoku gwintu zastosowanego w lufie. Istotę działania nowego zapalnika w porównaniu z klasycznym czasowym wyjaśnia dodatkowo rysunek 3.

Praktyczna realizacja nowego zapalnika napotyka jednak na olbrzymie trudności techniczne.

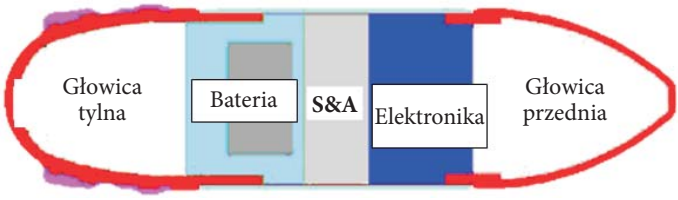
Wymagane jest bowiem umieszczenie w zapalniku układu żyroskopowego zdolnego działać przy obciążeniach występujących podczas strzału. W konkretnym



Rys. 3. Porównanie działania zapalnika czasowego-klasycznego z nowym zliczającym obroty, w przypadku dwóch strzałów różniących się prędkością wylotową (www.globalsecurity.org)

rozwiązaniu amerykańskim zastosowano najnowszą technologię mikro-elektromechanicznych układów nazywaną MEMS. Technologia ta jest obecnie trudno dostępna, zarówno ze względów ekonomicznych, jak i jej dostępności produkcyjnej, staje się osiągalna tylko dla nielicznych państw o najwyższym poziomie rozwoju technologicznego.

Wyjątkowo interesujące jest także rozwiązanie konstrukcyjne nowego pocisku. Zastosowano w nim bowiem dwie głowice bojowe rozmieszczone w przedniej i tylnej części pocisku, co ma zapewnić wzrost skuteczności rażenia celu. Schemat rozwiązania przedstawia rysunek 4.



Rys. 4. Schemat budowy nowego granatu małokalibrowego (www.globalsecurity.org)

Wprowadzenie nowego systemu małokalibrowego uzbrojenia granatnikowego skłania do przeprowadzenia porównania go z dotychczasowymi rozwiązaniami wyposażanymi w zapalniki czasowe. Szczególnie interesujące wydaje się porównanie w zakresie dotyczącym analizy balistyki zewnętrznej obu tych rozwiązań. Pozwoli-

łoby to na realną ocenę skuteczności nowego rozwiązania, eliminując występującą w tych przypadkach otoczkę reklamową.

2. Porównanie efektywności nowej i klasycznej amunicji granatnikowej

Wzajemne porównanie amunicji klasycznej stosującej zapalniki czasowe i nowej stosującej zapalniki programowalne wyposażone w układy żyroskopowe, pozwalające zliczać ilość obrotów lecącego pocisku wokół jego osi wzdłużnej (w dalszej części zapalniki te nazywane będą żyroskopowymi) dotyczyć będzie precyzji atakowania celu na wybranych odległościach strzału. Przez pojęcie *precyzja* lub *dokładność ataku* rozumiana będzie odległość, w jakiej od określonego celu detonuje poruszający się po torze pocisk. Oczywiście im odległość ta będzie mniejsza tym większa będzie dokładność ataku.

W podejmowanym porównaniu dokonana zostanie analiza wpływu parametrów konstrukcyjnych broni i amunicji na wymienioną dokładność. Efektem niestabilności wymienionych parametrów jest zjawisko rozrzutu prędkości początkowej wystrzeliwanych pocisków. Powoduje to poruszanie się pocisków po torach balistycznych różniących się od zakładanego teoretycznie, a w konsekwencji eksplozję w punkcie innym od zakładanego.

W odniesieniu do przyjętej do porównania amunicji PALLAD założono, że możliwe będzie wystrzelenie jej ze zwiększoną prędkością początkową V_o = 110 m/s. Założenie to wynika z przyjęcia, że amunicja ta zastosowana zostanie w zintegrowanych systemach uzbrojenia indywidualnego karabinek-granatnik, tak jak ma to miejsce w przypadku konstrukcji amerykańskiej. W takim przypadku całkowita masa systemu uzbrojenia wzrasta i zwiększenie prędkości początkowej wystrzeliwanego pocisku staje się w pełni uzasadnione. W omawianym przypadku wzrost prędkości początkowej określony został warunkiem utrzymania energii odrzutu broni na poziomie akceptowalnym dla strzelca.

W tej sytuacji w dalszej części porównane zostaną: nowa amerykańska amunicja XM-1018 HEAB, w której programowanie oparto na układzie żyroskopowym i amunicja typu 40 × 46 mm stosowana w granatnikach podwieszanych, przy założeniu, że prędkość wylotowa wynosi 110 m/s i zastosowano w niej programowalny zapalnik czasowy.

W celu wykonania porównania przeprowadzone zostaną obliczenia torów za pomocą programu napisanego w języku Delhi, w którym do obliczenia torów lotu pocisków wykorzystano metodę Siacci'ego (opisaną szczegółowo w pozycji lit.1 str. 107-110) dla przyspieszenia ziemskiego g = 9,81 m/s^2 oraz funkcji oporu powietrza Siacci'ego wyrażonej wzorem:

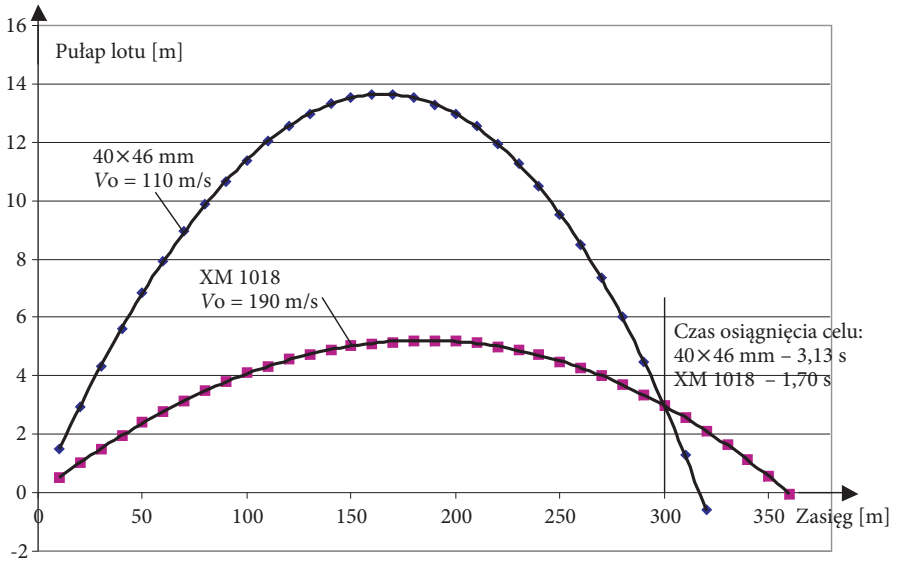
$$F(v) = 0,2002v - 48,05 + \sqrt{(0,1648v - 47,95)^2 + 9,6} + \frac{0,0442v(v-300)}{371 + (\frac{v}{200})^{10}};$$

Wyniki, w celu uzyskania dobrej czytelności, będą przedstawione w postaci wykresów otrzymywanych za pomocą powszechnie stosowanego oprogramowania MS Excel. Z tego też programu uzyskano równania funkcji opisujących poszczególne tory. Pozwoliło to, z wykorzystaniem równania:

$$L = \int_{x1}^{x2} \sqrt{1 + f^{I}(x)^2}\, dx$$

określić długości rzeczywistej drogi jaką pokonują pociski, lecąc po krzywej toru.

Do obliczeń przyjęto, że rozrzut prędkości początkowych wynosił będzie ±2 m/s. W przypadku uzbrojeniu przeznaczonego dla pojedynczego żołnierza dawno już zrezygnowano z prowadzenia ognia na odległości większe niż 300-400 m. Taki zasięg skutecznego ognia uznany został za optymalny na dzisiejszym polu walki. Z tych względów dokładność atakowania celu dla obu rodzajów amunicji przeprowadzona będzie dla odległości 300 m. Dla porównania obu rodzajów amunicji przy założeniu tego samego zasięgu, dokonano obliczeń torów dla obu pocisków. Uzyskane wyniki przedstawione są na rysunku 5.



Rys. 5. Porównanie torów lotu amunicji 40 × 46 mm i XM-1018 HEAB przy założeniu eksplozji na dystansie 300 m, na wysokości 3 m nad celem

Już to pierwsze porównanie wykazuje wyraźnie istotne zalety nowej amunicji. Po pierwsze przy strzelaniu na tę samą odległość 300 m amunicja XM-1018 HEAB wymaga zastosowania mniejszych kątów podniesienia lufy. Jest to istotna zaleta z punktu widzenia konstrukcji układów celowniczych i wygody prowadzenia ognia przez strzelca.

Po drugie czas dolotu pocisku do celu ulega znacznemu skróceniu. Oznaczać to będzie, z punktu widzenia celności, skrócenie czasów oddziaływania negatywnych czynników zewnętrznych (np. boczny wiatr) na lecący po torze pocisk, a zatem będzie wpływać na wzrost celności broni.

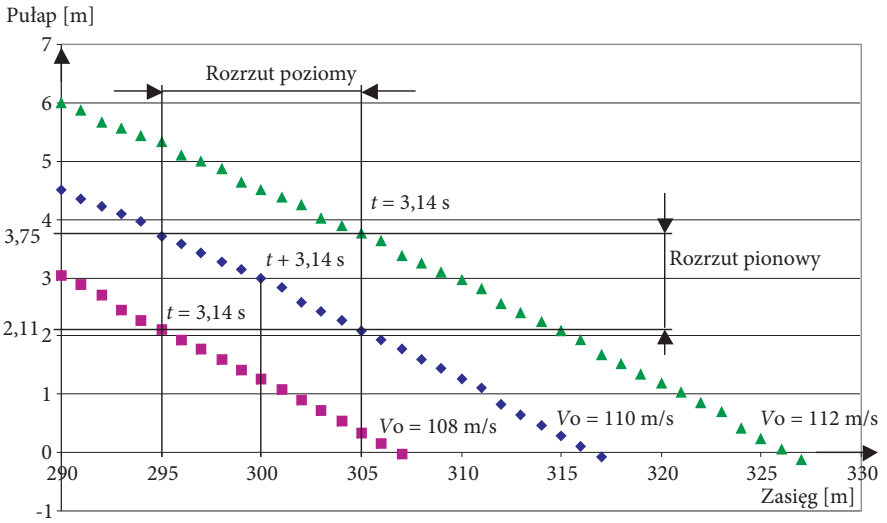
Przejdźmy teraz do metodyki określania dokładności atakowania celu. Prowadzona ona będzie według następującego schematu.

Z analiz dotyczących efektywności rażenia celu przez amunicję granatnikową wiadomo, że przy działaniach na otwartej przestrzeni korzystne jest, gdy eksplozja pocisku następuje na wysokości 3-4 m nad celem. Z wykorzystaniem tego warunku założone zostanie, że przy teoretycznej wartości prędkości początkowej i zmianie kąta podniesienia lufy określony zostanie taki tor lotu, aby pocisk po przebyciu założonej odległości znalazł się na wysokości możliwie zbliżonej do 3 m. Dalsze postępowanie uzależnione zostanie od rodzaju amunicji.

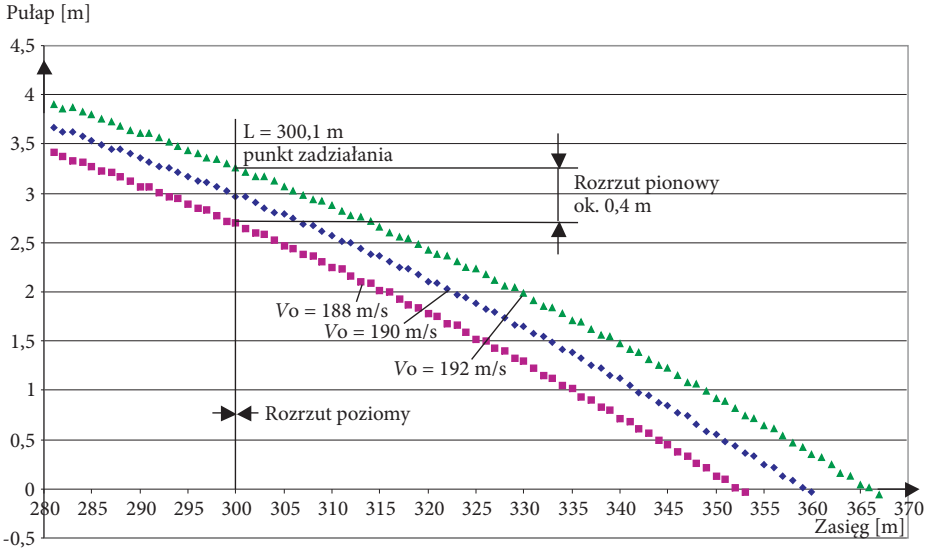
W przypadku amunicji z klasycznym zapalnikiem czasowym określony zostanie dla tak dobranego toru lotu czas, po którym pocisk znajdzie się w zakładanym punkcie. Czas ten zostanie przyjęty jako określony moment zadziałania zapalnika. Następnie zakładając przyjęty rozrzut prędkości początkowych, określone zostaną tory dla dwóch skrajnych wartości prędkości początkowych. Znając poprzednio obliczony czas zadziałania zapalnika, można określić odpowiednie punkty eksplozji dla każdego toru.

Postępowanie w przypadku zapalnika programowalnego zliczającego obroty będzie odmienne. W tym przypadku dla toru odpowiadającego teoretycznej prędkości początkowej określona zostanie odległość drogi na torze odpowiadająca osiągnięciu przez pocisk scharakteryzowanego punktu eksplozji. Następnie podobnie jak poprzednio określone zostaną tory dla skrajnych prędkości początkowych, tj. maksymalnej i minimalnej prędkości początkowej występujących dla założonego rozrzutu ΔV_o rozpatrywanej amunicji granatnikowej. Po nałożeniu na te tory znanej długości drogi pocisku obliczone zostaną odpowiednie punkty eksplozji. Porównanie wyników obu obliczeń pozwoli ocenić osiąganą dokładność atakowania celu. Wyniki przedstawione zostały w na rysunkach 6 i 7.

Jak widać z powyższych wykresów, skuteczność amerykańskiego rozwiązania jest nieporównywalnie wyższa na rozpatrywanym dystansie 300 m. Rozrzut poziomy rozumiany jako oddalenie, mierzone na osi zasięgu w metrach, punktu eksplozji pocisku od zakładanego punktu dla warunków odpowiadających teoretycznej wartości prędkości początkowej, ze względu na praktyczne pokrywanie się punktów zadziałania zapalników niezależnie od każdej z rozpatrywanych prędkości początko-



Rys. 6. Rozrzut punktów zadziałania pocisku granatnikowego 40 × 46 mm dla założonego czasu lotu 3,14 s i założonego zakresu wahań prędkości początkowych



Rys. 7. Rozrzut punktów zadziałania pocisku XM-1018 HEAB po przebyciu zaprogramowanej długości toru równej 300,1 m i założonego zakresu wahań prędkości początkowych

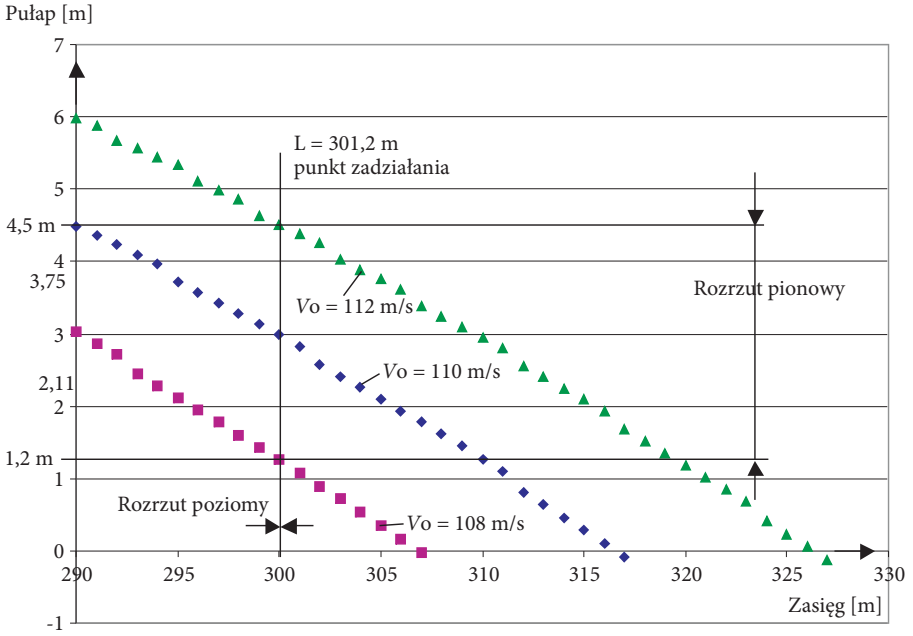
wych, praktycznie nie występuje (różnice poniżej 0,1 m). Oczywiście sytuacja taka ma miejsce przy założeniu idealnego zadziałania zapalnika żyroskopowego. W rzeczywistości jego czas zadziałania z pewnością obarczony jest jakąś dokładnością. Z kolei rozrzut pionowy rozumiany podobnie również jest nieznaczny, mieści się

w wartości ok. 0,4 m, co jest wartością małą, biorąc pod uwagę zakładane pole rażenia pocisku. Jest to przede wszystkim skutkiem stosunkowo płaskiego toru lotu, osiąganego dzięki wysokiej jak na granatnik prędkości początkowej, oraz korzystnym parametrom balistycznym amunicji XM-1018 HEAB.

W przypadku rozwiązania z zapalnikiem czasowym (rys. 6) rozrzut poziomy kształtuje się w granicach ±5 m. Biorąc pod uwagę pole rażenia pocisku jest to na granicy skutecznego działania odłamków. Z kolei pionowy rozrzut ma wartość około 0,9 m, ponaddwukrotnie więcej niż pocisk XM-1018 HEAB (rys. 7), ale w dalszym ciągu mieszczący się w granicach warunkujących skuteczne działanie. Generalnie rozwiązanie z zapalnikiem czasowym można uznać za skuteczne, jednak w skrajnych przypadkach rozrzutu prędkości możliwości amunicji nie zostaną w pełni wykorzystane. Rozwiązanie amerykańskie okazuje się w pełni skuteczne, przy założeniu idealnego zadziałania zapalnika.

Przeprowadzono również analizę zachowania się pocisku 40 × 46 mm w przypadku gdyby zastosowano zapalnik programowalny zliczający obroty, zakładając zachowanie pozostałych parametrów bez zmian. Wynik przedstawia wykres (rys. 8).

Jak widać z uzyskanego wykresu rozrzut poziomy praktycznie przestaje występować (również tutaj różnice poniżej 0,1 m). Większa i to znacząco jest wartość rozrzutu pionowego sięgająca 1,8 m jednak nie przekracza wartości oznaczających

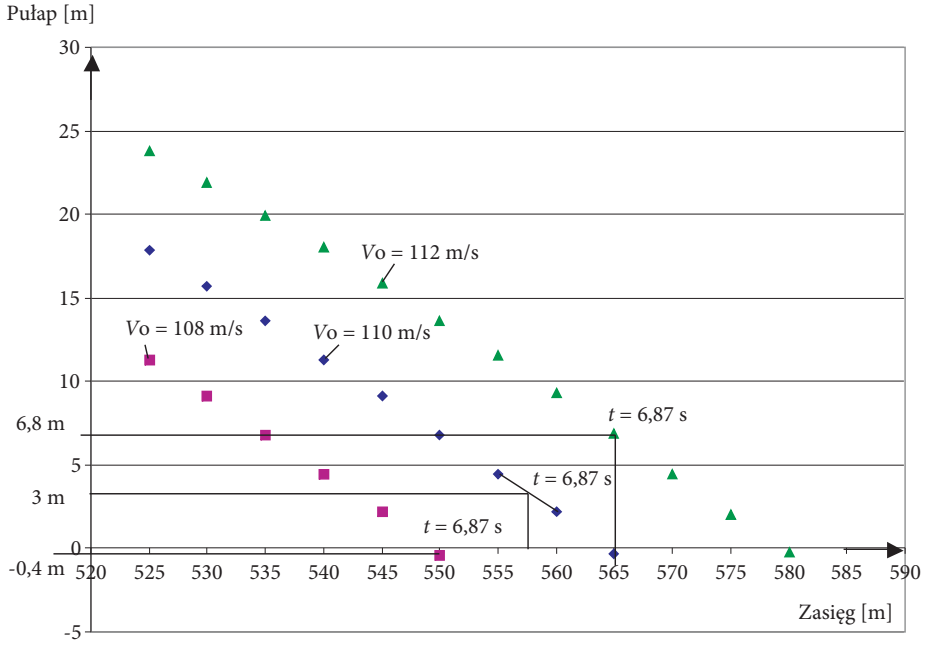


Rys. 8. Rozrzut punktów zadziałania granatu 40 × 46 mm przy zastosowaniu zapalnika zliczającego obroty

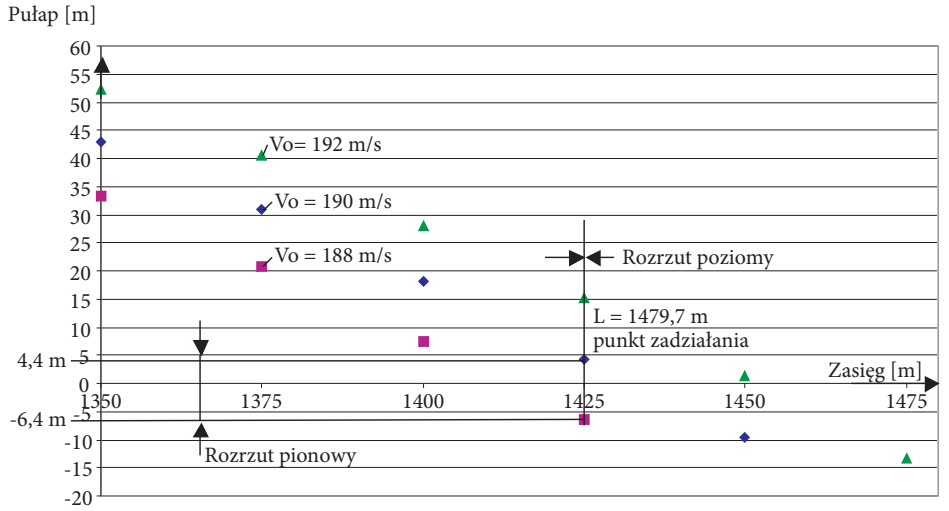
istotne zmniejszenie skuteczności rażenia. Poprawienie wyniku w płaszczyźnie pionowej możliwe jest tylko w przypadku zwiększenia prędkości początkowej, co pociąga za sobą w broni ręcznej potrzebę zmniejszenia kalibru pocisku, chcąc pozostawić odrzut broni na akceptowalnym poziomie.

Przyjrzyjmy się jeszcze jakie są osiągi poszczególnych pocisków przy strzałach oddanych przy maksymalnym kącie podniesienia równym 20°, co jest wartością możliwą do zastosowania w celownikach optycznych dla tego typu broni (rys. 9 i 10).

W tym przypadku okazuje się, że pocisk 40 × 46 mm dysponuje ponad 2,5-krotnie mniejszym zasięgiem niż pocisk XM-1018 HEAB. Jest to jednak wynik oczywisty, wynikający z różnych prędkości początkowych obu rozwiązań (110 m/s w stosunku do 190 m/s). Co jest jednak znacznie ciekawsze z punktu widzenia własności bojowych, pocisk 40 × 46 mm na swej maksymalnej donośności uzyskuje rozrzut poziomy znacząco przekraczający zasięg skutecznego rażenia odłamków. Podobnie niekorzystnie sytuacja wygląda w odniesieniu do rozrzutu pionowego. Okazuje się, że przy założonych różnicach prędkości początkowych, pocisk może znaleźć się zarówno za wysoko, jak i wbić w ziemię znacznie przed celem. Oznacza to znaczne zmniejszenie skuteczności amunicji granatnikowej pozbawionej możliwości korekty czasu zadziałania zapalnika w zależności od rzeczywistej prędkości początkowej. Warto też zwrócić uwagę że dla maksymalnego zasięgu pomiędzy poszczególnymi



Rys. 9. Rozrzut punktów zadziałania pocisku 40 × 46 mm dla założonego czasu lotu 6,87 s, przy kącie podniesienia 20° i założonego zakresu wahań prędkości początkowych



Rys. 10. Rozrzut punktów zadziałania pocisku XM-1018 HEAB po przebyciu zaprogramowanej długości toru równej 1479,7 m, przy kącie podniesienia 20° i założonego zakresu wahań prędkości początkowych

torami występują takie różnice, że nawet wprowadzenie wspomnianej korekty nie poprawi skuteczności w sposób znaczący. W przypadku amerykańskiego rozwiązania wciąż godny podziwu jest brak rozrzutu poziomego, jednak pionowy jest wystarczająco wysoki, by wykluczyć przy takich różnicach prędkości początkowej skuteczny atak. Dla maksymalnych wahań *V*o podobnie jak w poprzednim przypadku granat uderzy w ziemię przy mniejszej prędkości początkowej i eksploduje zbyt wysoko przy prędkości wyższej.

3. Wnioski

Z przeprowadzonych analiz wstępnych, skuteczności atakowania celu przy użyciu małokalibrowej amunicji granatnikowej można sformułować szereg wniosków końcowych.

1. Zastosowanie programowalnych zapalników w pociskach małokalibrowej amunicji granatnikowej w sposób znaczący zwiększa skuteczność rażenia atakowanego celu. W szczególności dotyczy to zapalników wyposażonych w układy pozwalające zliczać liczbę obrotów poruszającego się po torze balistycznym pocisku. Ten typ zapalnika wyróżnia się niezwykle prostym sposobem programowania. Zadawana jest liczba obrotów pocisku, po której ma nastąpić eksplozja. Pozwala to uniezależnić się od wahań prędkości początkowej. Broń nie musi więc być wyposażona w system pomiaru *V*o.

2. Zastosowanie klasycznych zapalników czasowych o zadawanym czasie detonacji na podstawie pomiaru odległości od celu, jak się okazuje jest mało efektywne.
3. Zastosowanie zapalników czasowych programowalnych w chwili wylotu pocisku z lufy mogłoby stanowić rozwiązanie konkurencyjne, ograniczające rozrzut poziomy. Wymaga jednak umieszczania w broni układu pomiaru prędkości, co niewątpliwie podnosi koszty wytwarzania oraz zwiększa ciężar broni. W tym sensie nie jest to korzystne. Ponadto biorąc pod uwagę różnice w kształcie torów, sama korekta czasu, byłaby na dłuższych dystansach niewystarczająca dla poprawy skuteczności (np. rys. 8, pocisk na całej długości toru dla V_o = 112 m/s jest zbyt daleko od zakładanego celu, w tej sytuacji nie ma dobrego momentu do zadziałania zapalnika).
4. Pomimo teoretycznie dużego zasięgu amunicji XM-1018 HEAB, jej skuteczne działanie na maksymalnych zasięgach jest, na skutek wahań prędkości początkowych, praktycznie żadne (znaczące przewyższenia, bądź opadanie dużo przed celem). Pozwala to wnioskować, że jest to amunicja sprawdzająca się jednak głównie na odległościach typowych dla strzeleckiej amunicji pośredniej.
5. Warto zwrócić uwagę również na to, że w dotychczas stosowanej amunicji granatnikowej wykorzystywano maksymalny zasięg amunicji, natomiast nowy pocisk amerykański najlepiej sprawdza się podczas strzelania na odległościach znacznie mniejszych od maksymalnego zasięgu. Na krótkich dystansach objawia się też jego zdecydowana przewaga w precyzji ataku. Co więcej, można przyjąć za pewne, że wykorzystanie do przeprowadzenia ataku, inaczej niż w klasycznych rozwiązaniach, części opadającej toru, jego części wznoszącej, dałoby w efekcie jeszcze większą precyzję ataku, ze względu na minimalne na tym odcinku rozchodzenie się torów występujące w wyniku rozrzutu prędkości początkowych wystrzeliwanych pocisków.
6. Warto byłoby podjąć rozważania, czy zmniejszenie kalibru granatu znajdującego się na uzbrojeniu (niekoniecznie aż do 25 mm), choć okupione pewnym zmniejszeniem pola rażenia, nie byłoby jednak krokiem korzystnym, ze względu na możliwe wtedy do uzyskania większe prędkości początkowe, a co za tym idzie, korzystniejsze tory lotu. Można przypuszczać, że nawet przy zastosowaniu klasycznych zapalników czasowych pozwoliłoby to poprawić precyzję rażenia amunicji granatnikowej.

Podsumowując, należy stwierdzić, że opracowanie programowalnych zapalników zliczających obroty lecącego na torze pocisku tworzy nową generację małokalibrowej amunicji granatnikowej, mającej szanse stać się kolejnym kamieniem milowym w tej dziedzinie uzbrojenia.

Artykuł wpłynął do redakcji 29.07.2008 r. Zweryfikowaną wersję po recenzji otrzymano w listopadzie 2008 r.

LITERATURA

[1] J. Szapiro, *Balistyka zewnętrzna*, Wydawnictwo MON, Warszawa, 1956.

[2] I. N. Bronsztejn, K. A. Siemiendajew, *Poradnik encyklopedyczny Matematyka*, PWN, Warszawa, 1959.

[3] Materiały firmy ATK http://www.atk.com

[4] GlobalSecurity.org http://www.globalsecurity.org

J. EWERTOWSKI, M. DRZYMAŁA, W. DĄBROWSKI, J. CHYTŁA

Comparative analysis of selected programming fuzes for grenade ammunition

Abstract. Article contains a comparison of classical time fuzes, and new generation of fuzes programmed to explode after travelling a certain distance, which is calculated by counting the number of the grenade rotations. Comparison shows large differences in field of efficacy of attack between mentioned solutions. It contains also comparison of ballistic traces, points of detonation and conclusions which were drawn.

Keywords: grenade launchers, grenade ammunition, programming fuzes, efficacy of attack
Universal Decimal Classification: 623.44

Biuletyn WAT
Vol. LVIII, Nr 2, 2009

Analiza możliwości zastosowania renianu (VII) niklu (II) w procesach wytwarzania metali ciężkich zawierających ren

TOMASZ MAJEWSKI, JERZY MICHAŁOWSKI,
JAN PIĘTASZEWSKI

Wojskowa Akademia Techniczna, Wydział Mechatroniki,
00-908 Warszawa, ul. S. Kaliskiego 2

Streszczenie. W pierwszej części artykułu zamieszczono informacje o związku renu i niklu — renianu (VII) niklu (II) o wzorze $Ni(ReO_4)_2$. Druga część dotyczy ogólnych zasad projektowania procesów wytwarzania metali ciężkich (spieków ciężkich) z osnową wolframową, w tym metali typu W-Ni-Fe-Re i W-Re-Ni. W trzeciej części przedstawiono przykładowe składy chemiczne metali W-Ni-Fe-Re i W-Re-Ni, które zostały opracowane z wykorzystaniem renianu (VII) niklu (II), bez konieczności stosowania proszków elementarnych renu i niklu lub renianu (VII) amonu, jako źródła renu w omawianych metalach.
Słowa kluczowe: renian (VII) amonu, redukcja, metale ciężkie WHA, ren
Symbole UKD: 621.762

1. Wstęp

W procesach wytwarzania metali ciężkich z osnową wolframową (MC), dawniej nazywanymi spiekami ciężkimi, materiałami wyjściowymi są najczęściej proszki metaliczne poszczególnych składników. Zawartość ich jest dobierana tak, aby gwarantowała otrzymanie w produkcie końcowym zaprojektowanych wcześniej składów chemicznych.

W poszczególnych etapach wykonywania MC, począwszy od projektowania ich składu, poprzez użycie odpowiedniej jakości materiałów wsadowych, skończywszy na zastosowanej technologii, obowiązują ścisłe zasady, opisane w literaturze [1]. Przestrzeganie ich umożliwia uzyskanie materiałów, które charakteryzują się

specyficzną budową i strukturą, a także wysokimi właściwościami mechanicznymi oraz użytkowymi.

Zasady te dotyczą również wytwarzania mniej do tej pory zbadanych MC z dodatkiem renu. W tym przypadku materiałami wyjściowymi są również proszki metaliczne. Jednakże z uwagi na bardzo wysoką cenę metalicznego proszku renu, w procesach wytwarzania spieków W-Re jako jego źródło, stosuje się najczęściej związki chemiczne tego metalu, tzn. renian (VII) amonu lub (zamiennie) renian (VII) potasu [2].

W przypadku klasycznych MC z dodatkiem renu, pozostałymi składnikami są proszki metaliczne wolframu, niklu i żelaza.

Ostatnio, oprócz wymienionych wyżej renianów uzyskano całkowicie nowy, oryginalny związek chemiczny dwóch metali wsadowych, tzn. renu i niklu.

Związkiem tym jest renian (VII) niklu (II) — $Ni(ReO_4)_2$ opracowany w Zakładzie Hydrometalurgii Instytutu Metali Nieżelaznych w Gliwicach [3].

Renian (VII) niklu (II) [nickel perrhenate(VII) – $Ni(ReO_4)_2$] jest substancją stałą w postaci drobnokrystalicznej soli bez zapachu o pH obojętnym. Jest bardzo dobrze rozpuszczalny w wodzie i higroskopijny. Właściwości fizykochemiczne oraz jego skład stechiometryczny przedstawiono w tabeli 1.

Tabela 1

Właściwości fizykochemiczne i skład stechiometryczny renianu (VII) nilu (II) [3]

		Zawartość stechiometryczna		
Odmiana		$Ni(ReO_4)_2$	$Ni(ReO_4)_2 \cdot 4H_2O$	$Ni(ReO_4)_2 \cdot 4H_2O$
Masa molowa	g/mol	558,70	594,70	630,70
Barwa		żółty	seledynowy	zielony
Symbol		Skład		
Ni	%	10,51	9,87	9,31
Re	%	66,58	62,55	58,98
O	%	22,91	26,90	30,44
H	%	–	0,68	1,27
H_2O	%	–	6,05	11,42
Rozpuszczalność w wodzie (30°C)	%	75,6	80,3	85,0
Gęstość (30°C)	g/cm^3	–	–	3,95

Jak wynika z powyższych danych, wydaje się, że najbardziej korzystną jego postacią (ze względu na zawartość Re i Ni) jest odmiana $Ni(ReO_4)_2$ — bezwodna o barwie żółtej.

Wzajemny udział masowy metali Re/Ni w omawianym związku równa jest 6,34.

W niniejszej publikacji przedstawiono analizę możliwości wykorzystania powyższego związku do wytwarzania metali ciężkich typu W-Ni-Fe-Re oraz metali trójskładnikowych W-Re-Ni.

2. Zasady projektowania składów chemicznych metali ciężkich, w tym z dodatkiem renu

W „klasycznych" metalach ciężkich typu W-Ni-Fe wolfram tworzy osnowę (szkielet) natomiast nikiel i żelazo są składnikami plastycznej fazy wiążącej. Faza wiążąca zawiera również określoną ilość wolframu.

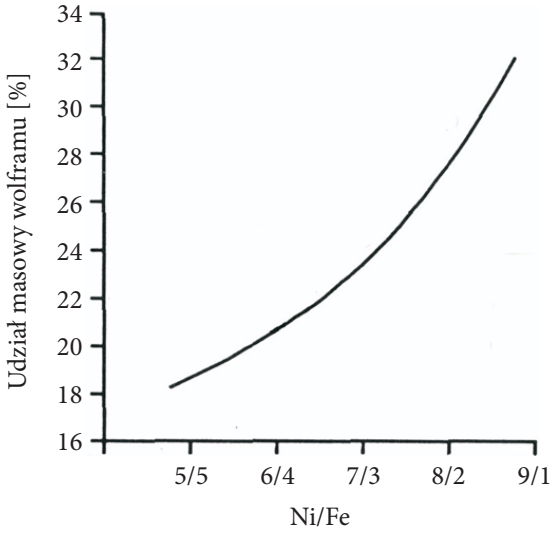
Jedna z istotnych zasad projektowania końcowych składów powyższych metali określa ustalenie takiej ilości użytego proszku wolframu, aby po spiekaniu z fazą ciekłą osnowa wolframowa stanowiła minimum 85% masowych MC. Jeżeli osnowa w spieku będzie miała mniejszy udział, to może wystąpić poważne niebezpieczeństwo zniekształcania się wyprasek w procesie spiekania, po pojawieniu się fazy ciekłej [1].

Kolejnym warunkiem jest ustalenie objętości fazy wiążącej w całkowitej objętości spiekanego metalu. Objętość tej fazy jest równocześnie uzależniona od ilości stosowanych proszków niklu i żelaza oraz proporcji pomiędzy tymi proszkami. Stosowane najczęściej proporcje Ni/Fe wynoszą: 5/5, 7/3, 8/2 i 9/1.

Powyższe warunki zależą od rozpuszczalności wolframu w stopie niklu i żelaza podczas tworzenia się plastycznej fazy wiążącej. Taką zależność dla spieków ciężkich typu W-Ni-Fe przedstawiono na rysunku 1 [4].

Jak wynika z powyższego wykresu, rozpuszczalność wolframu w niklu i żelazie wzrasta (podczas spiekania z fazą ciekłą) w funkcji proporcji Ni/Fe. Dla wartości 8/2 rozpuszczalność ta osiąga wartość równą ok. 30%. Udział masowy fazy wiążącej w spiekanym metalu jest zatem konsekwencją zarówno rozpuszczalności wolframu w fazie ciekłej, jak i relacji pomiędzy niklem i żelazem. Skutkiem tego jest objętość, jaką zajmuje faza wiążąca w spiekanym materiale. Objętość tej fazy dla typowych zawartości osnowy i różnych proporcji Ni/Fe, w spiekach W-Ni-Fe przedstawiono w tabeli 2 [4].

Jak widać, udział objętościowy fazy wiążącej kształtuje się w granicach od 9,7% do 24,1%. Dla określonej zawartości osnowy w materiale, różne relacje ilościowe pomiędzy niklem i żelazem powodują niewielkie zmiany objętości fazy wiążącej. Natomiast wzrost zawartości osnowy przyczynia się oczywiście do znacznego zmniejszenia objętości tej fazy.



Rys. 1. Rozpuszczalność wolframu w fazie wiążącej dla metali W-Ni-Fe [4]

Tabela 2

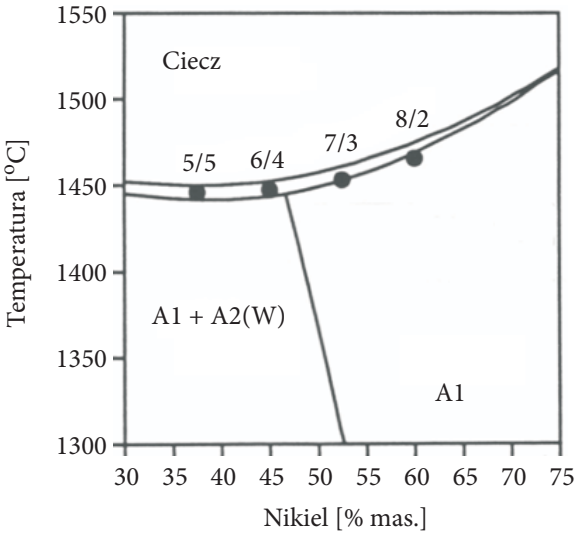
Udział objętościowy fazy wiążącej w metalach W-Ni-Fe [4]

Udział masowy osnowy [%]	Proporcje Ni/Fe			
	5/5	7/3	8/2	9/1
	Udział objętościowy [%]			
90	22,5	22,9	23,2	24,1
93	16,3	16,5	16,8	17,4
96	9,7	9,8	9,9	10,3

Do kolejnej zasady projektowania optymalnych właściwości metali ciężkich W-Ni-Fe zaliczyć należy kształtowanie składu chemicznego fazy wiążącej. Podobnie jak poprzednio, istnieją dane literaturowe poświęcone temu zagadnieniu [4]. Na rysunku 2 przedstawiono graficzną zależność pomiędzy temperaturą spiekania a końcową ilością niklu w fazie wiążącej, dla różnych proporcji Ni/Fe. Stałym parametrem w tych eksperymentach była zawartość wolframu w fazie wiążącej, która wynosiła 25%.

Jak wynika z powyższego rysunku, końcowa zawartość niklu w fazie wiążącej kształtuje się w granicach od około 37 do 60% (masowo). Nikiel jest zatem dominującym jej składnikiem.

Następną zasadą wytwarzania metali ciężkich z osnową wolframową jest projektowanie takich składów końcowych metali (spieków), które umożliwiałyby



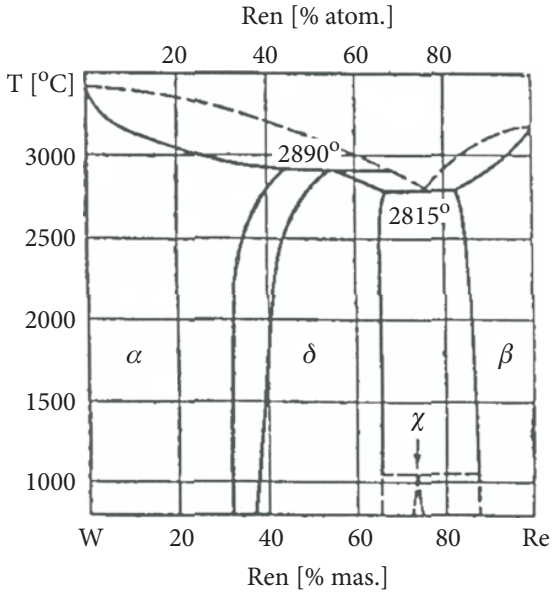
Rys. 2. Wpływ zawartości niklu w fazie wiążącej na temperaturę spiekania metali W-Ni-Fe przy różnych proporcjach Ni/Fe i przy 25% zawartości wolframu w tej fazie [4]

otrzymanie struktur metali zgodnych z układami równowagi. Spełnienie tego warunku stwarza możliwości otrzymania materiałów charakteryzujących się wysokimi właściwościami. W zakresie metali W-Ni-Fe podwójne układy równowagi W-Ni W-Fe i Ni-Fe oraz układ równowagi W-Ni-Fe są opisane w literaturze [5-9]. Przestrzeganie zasady doboru składników metali na podstawie wymienionych układów nie stwarza więc istotnych problemów.

W projektowaniu i wytwarzaniu metali ciężkich typu W-Ni-Fe-Re wszystkie przedstawione wyżej zasady powinny również mieć logiczne uzasadnienie. Jednakże niewiele dostępnych opisów tych materiałów może świadczyć o problemach w tym zakresie. Nie są one obecnie dostatecznie rozpoznane i tym bardziej rozwiązane. Można ponadto domniemywać, że istnieje ścisła ochrona technologii wytwarzania tych metali i ochrona praw autorskich.

W metalach W-Ni-Fe-Re osnowa jest stopem dwóch metali wysokotopliwych wolframu i renu. Powinna być zatem tworzona zgodnie z układem równowagi tych metali, który zamieszczono na rysunku 3.

Jak wynika z tego rysunku, stopy wolframu z renem o zawartości do 30% masowych Re charakteryzują się jednofazową strukturą roztworu stałego α renu w wolframie. Plastyczność takich stopów, w odróżnieniu od czystego wolframu, jest wysoka. Można je poddawać obróbce plastycznej, zarówno w temperaturze otoczenia („na zimno"), jak i w podwyższonej temperaturze („na gorąco"). Osnowa spieków W-Ni-Fe-Re charakteryzuje się więc wysokimi właściwościami, co jest bardzo korzystne i odróżnia ją od osnowy „klasycznych" metali ciężkich W-Ni-Fe.



Rys. 3. Wykres równowagi W-Re [1, 5]

Pozostałe składniki, czyli nikiel i żelazo włącznie z pewną ilością wolframu oraz renu tworzą plastyczną fazę wiążącą. Faza ta jest w konsekwencji złożoną czteroskładnikową strukturą nikiel-wolfram-ren-żelazo.

Na temat składu chemicznego osnowy i fazy wiążącej oraz udziałów w nich poszczególnych składników, a także objętości fazy wiążącej w metalach W-Ni-Fe-Re nie znaleziono informacji literaturowych. Można więc w tym miejscu przytoczyć tylko niektóre wyniki badań realizowanych od 2002 roku w Wojskowej Akademii Technicznej, dotyczących tych metali [10]. W tabeli 3 zamieszczono wyniki pomiarów zawartości renu w osnowie oraz objętości fazy wiążącej w trzech różnych metalach W-Ni-Fe-Re.

Tabela 3

Wyniki pomiarów zawartości renu w osnowie spiekanych metali W-Ni-Fe-Re [10]

Skład chemiczny metali spiekanych	Udział masowy Re w osnowie metalu [%]	Udział objętościowy fazy wiążącej [%]
87W-7Ni-3Fe-3Re	2,90÷3,05	32,50
85W-7Ni-3Fe-5Re	4,62÷5,03	35,30
80W-7Ni-3Fe-10Re	9,72÷10,00	30,40

Porównując przedstawione powyżej dane z informacjami na temat objętości fazy wiążącej w metalach W-Ni-Fe można zauważyć, że dodatek renu wpłynął na wyraźny wzrost ilości czteroskładnikowej fazy wiążącej (por. tab. 2). Może to być związane ze znaczącym zmniejszeniem się wielkości cząstek osnowy wolframowej w metalach W-Ni-Fe-Re. Średnia wielkość cząstek osnowy w metalach „klasycznych" zawiera się w granicach 20÷60 μm, natomiast w metalach z dodatkiem renu średnia wielkość cząstek osnowy zawiera się w granicach 8,5÷15 μm [10, 11].

Opisane powyżej zasady i zaprezentowane wyniki badań dotyczą metali W-Ni-Fe-Re. Mogą być więc tylko w niewielkim zakresie przydatne w projektowaniu składów i technologii wytwarzania metali trójskładnikowych W-Re-Ni. Te materiały to głównie stopy W-Re z niewielkim ilościowo dodatkiem niklu. W nielicznych dostępnych źródłach literaturowych natrafiono na opis spiekania takich metali, lecz tylko z maksymalnym dodatkiem niklu równym 3% masowo [12].

W stopach podwójnych W-Re nie występuje podczas spiekania faza ciekła, a więc w spiekach nie ma typowej fazy wiążącej. Wydaje się, że dodatek niklu do wolframu i renu podczas spiekania pełnią głównie rolę aktywatora dyfuzji pomiędzy tymi dwoma metalami wysokotopliwymi.

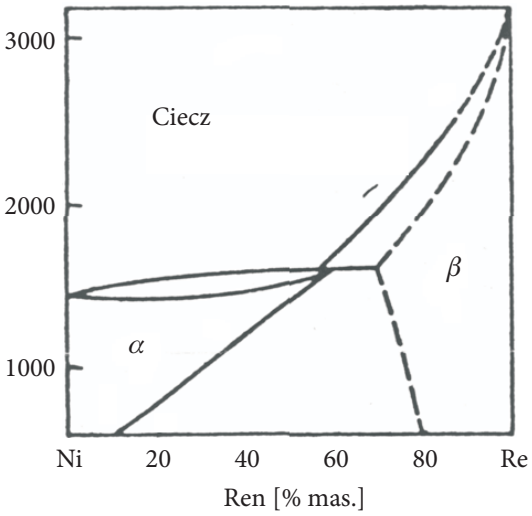
Hipotezę tę można sformułować, nawiązując do opisów oddziaływania niklu na cząstki spiekanego wolframu. W tym przypadku wielu badaczy formułuje opinie, że mechanizm aktywowania spiekania wolframu w obecności niklu sprowadza się do obecności fazy ciekłej w przestrzeni bezpośredniego kontaktu cząstek tych metali. Inni, na podstawie wyników mikroanalizy rentgenowskiej, przypuszczają, że w niskich temperaturach spiekania nikiel intensywnie dyfunduje wzdłuż powierzchni cząstek wolframu i wzdłuż granic ziaren. Wolfram w tym czasie dyfunduje w nikiel, tworząc fazę wtórną na granicy ziaren [13].

Występujące obniżenie temperatury spiekania i duża szybkość zagęszczenia podczas spiekania wolframu z niklem nie znajduje uzasadnienia w mechanizmie spiekania z obecnością fazy ciekłej. Może to być tłumaczone zwiększeniem się liczby defektów w strukturze metalu.

Mechanizm aktywowania spiekania wolframu przez dodatki uzależniony jest od stosunku cząstkowych współczynników dyfuzji, może mieć to wpływ na stan energetyczny dyslokacji. Zatem wzrost stężenia dyslokacji powoduje zwiększoną aktywność w procesie spiekania [13].

Wymienione w literaturze mechanizmy aktywowania procesu spiekania wolframu przez dodatek niklu mogą być również interpretowane na podstawie budowy elektronowej spiekanych metali. Według niektórych wyników badań zjawisko jednokierunkowej dyfuzji wolframu do niklu jest rezultatem dodawania swobodnych elektronów przez atomy wolframu do niklu i tym samym dopełnienia jego trzeciej orbity. Prowadzi to do zmniejszenia nadmiaru energii swobodnej w całym układzie [13].

Wzajemne oddziaływanie renu i niklu w podwyższonej temperaturze przebiega zgodnie z układem równowagi przedstawionym na rysunku 4.



Rys. 4. Układ równowagi Re-Ni [2]

Jak wynika z tego rysunku, układ równowagi Re-Ni jest układem typu perytektycznego. Obydwa metale charakteryzują się ograniczoną rozpuszczalnością w stanie stałym. Postać roztworów stałych renu na osnowie niklu występuje do zawartości 40% Re w temperaturze 1200°C i zmniejsza się do 31% Re w temperaturze 1000°C.

Rozpuszczalność niklu w renie w temperaturze 1200°C dochodzi do 26%.

Roztwór stały renu na osnowie niklu tworzy perytektykę z roztopionego metalu i roztworu stałego niklu na osnowie renu, przy zawartości 63% mas. Re w temperaturze 1600°C.

Według źródeł literaturowych wiedza o układzie równowagi Re-Ni w zakresie roztworów stałych na osnowie niklu jest znacznie większa niż o roztworach stałych na osnowie renu. Ta część układu równowagi Re-Ni wymaga jeszcze wielu dalszych badań [2].

Opinia powyższa wydaje się bardzo ważna w kontekście analizowanej możliwości projektowania składów metali ciężkich W-Ni-Fe-Re, a w szczególności metali W-Re-Ni z wykorzystaniem produktów pochodzących z redukcji renianu (VII) niklu (II).

3. Zastosowanie renianu (VII) niklu (II) do wytwarzania metali W-Ni-Fe-Re i W-Re-Ni

Zgodnie z masą molową renianu (VII) niklu (II) — $Ni(ReO_4)_2$ stosunek ilości renu do ilości niklu w tym związku wynosi 6,34 (masowo). Zawartość obu metali w tym związku wynosi zatem: Re — 86,37%, Ni — 13,63%.

Na podstawie powyższych danych zaprojektowano składy chemiczne metali ciężkich W-Ni-Fe-Re i W-Re-Ni, w których dodatki renu i niklu przewidziano odpowiednio do użytego renianu (VII) niklu (II).

W projektowaniu metali czteroskładnikowych uwzględniono zasady opisane w poprzednim rozdziale. Założono zawartość renu w obu grupach metali od 5 do 25% masowych. Ilości pozostałych składników, tzn. wolframu, niklu i żelaza, wynikały z przyjętego stosunku Re/Ni równego w przybliżeniu 6,34 oraz typowych proporcji Ni/Fe (5/5; 7/3 i 8/2).

W metalach W-Re-Ni również przyjęto taki sam przedział zawartości renu (5÷25% masowych). Ponieważ dodatek niklu był uwarunkowany jego zawartością w renianie (VII) niklu (II), to zawartość wolframu była konsekwencją zastosowanych dodatków renu oraz niklu.

Poniżej w tabelach 4 i 5 przedstawiono zaproponowane przykładowe składy chemiczne obydwu grup metali.

Tabela 4

Przykładowe składy chemiczne metali ciężkich W-Re-Fe-Ni wynikające z zastosowania w procesie wytwórczym renianu (VII) niklu (II) — $Ni(ReO_4)_2$

Lp.	Stosunek ilości Ni/Fe	Skład chemiczny metalu W-Re-Ni-Fe [% mas.]	Udział masowy osnowy w metalu [%]
1	5/5	93,4W-5Re-0,8Ni-0,8Fe	98,4
2		73,8W-20Re-3,1Ni-3,1Fe	93,8
3		67,2W-25Re-3,9Ni-3,9Fe	92,2
4	7/3	93,9W-5Re-0,8Ni-0,3Fe	98,9
5		75,4W-20Re-3,2Ni-1,4Fe	95,4
6		69,4W-25Re-3,9Ni-1,7Fe	94,4
7	8/2	94,0W-5Re-0,8Ni-0,2Fe	99,0
8		76,1W-20Re-3,1Ni-0,8Fe	96,1
9		70,0W-25Re-4,0Ni-1,0Fe	95,0

Tabela 5

Przykładowe składy chemiczne metali ciężkich W-Re-Ni wynikające z zastosowania w procesie wytwórczym renianu (VII) niklu (II) — $Ni(ReO_4)_2$

Lp.	Składy chemiczne metalu W-Re-Ni [% mas]
1	94,2W-5Re-0,8Ni
2	76,9W-20Re-3,1Ni
3	71,1W-25Re-3,9Ni

Analizując zaprezentowane składy obu grup metali, należy zwrócić uwagę na następujące fakty:

1. Zaproponowane ilości wolframu i niklu umożliwiają we wszystkich przedstawionych spiekach W-Re-Ni-Fe otrzymanie po spiekaniu struktury osnowy w postaci roztworu stałego renu w wolframie α. Przeprowadzony prawidłowo proces spiekania z obecnością fazy ciekłej powinien doprowadzić zatem do otrzymania osnowy spiekanych metali w postaci jednofazowego stopu W-Re, pomimo że część renu razem z niklem i żelazem oraz pewną ilością wolframu utworzą fazę wiążącą.
2. Ren biorący udział w tworzeniu fazy wiążącej razem z niklem dąży podczas spiekania do tworzenia stopów zgodnie z układem równowagi obu metali (rys. 4). Ponieważ w tych warunkach ren może również tworzyć stopy z żelazem, a żelazo z niklem, to trudno jest bez dodatkowych badań ustalić, nawet w przybliżeniu, jakie będą struktury końcowe faz wiążących. Z dotychczasowych wyników badań metali W-Re-Ni-Fe przeprowadzonych w oparciu o proszki metaliczne wszystkich składników oraz proszek renianu (VII) amonu wynika, że niektóre właściwości czteroskładnikowych faz wiążących są zdecydowanie wyższe od takich samych właściwości faz wiążących „klasycznych" metali W-Ni-Fe. Szczegółowych badań strukturalnych tych faz w metalach W-Re-Ni-Fe dotychczas nie przeprowadzano [10, 11].
3. Metale ciężkie typu W-Re-Ni różnią się zasadniczo od typowych MC (np. W-Ni-Fe). Są to praktycznie stopy dwuskładnikowe W-Re z niewielkim dodatkiem niklu. Głównym celem obecności w tych metalach niklu jest prawdopodobnie uaktywnienie spiekania wolframu z renem. Podobnie interpretowane jest aktywowanie spiekania wolframu przy udziale niklu.

W metalach W-Re-Ni istotne znaczenie może mieć postać dodawanego renu i niklu. Wydaje się, że wprowadzone do składów metali proszki metaliczne wolframu, renu oraz niklu podczas spiekania będą brały udział w tworzeniu stopów podwójnych W-Re przy niewielkiej ilości dodanego niklu i jego aktywującego oddziaływania.

W przypadku, gdy w procesie tworzenia metali zostanie użyty renian (VII) niklu (II), istotna może okazać się postać produktów redukcji tego związku. Jeżeli produktami redukcji podczas spiekania będą nie proszki elementarne, lecz proszki częściowo lub całkowicie stopowe (Re-Ni), to wówczas wpływ takich proszków na tworzenie się końcowych struktur aktywowanych niklem jest obecnie trudny do ustalenia.

Można zatem stwierdzić, że istnieje potrzeba podjęcia wielu badań, które powinny doprowadzić do ustalenia mechanizmów tworzenia optymalnych struktur, a w konsekwencji najlepszych właściwości omawianych metali.

4. Podsumowanie

Podjętej próbie omówienia zasad projektowania składów chemicznych metali ciężkich typu W-Re-Ni-Fe i W-Re-Ni oraz ich wytwarzania przyświecały trzy przesłanki.

Pierwsza, odnosząca się do mało jeszcze znanych metali czteroskładnikowych, miała wskazać na występowanie podobieństw tych materiałów do „klasycznych" spieków W-Ni-Fe. Oprócz tego zwrócono także uwagę na problemy wynikające ze złożonych oddziaływań na siebie metali składowych. W wyniku spiekania z obecnością fazy ciekłej w spiekach W-Re-Ni-Fe prawdopodobnie będą powstawały skomplikowane struktury końcowe. Ich wpływ na ostateczne właściwości metali ciężkich może ściśle ukierunkować praktyczne wykorzystanie tej grupy materiałów.

Metale ciężkie W-Re-Ni są w literaturze opisane w znacznie mniejszym stopniu niż metale W-Re-Ni-Fe. Można je tylko w niewielkim stopniu porównywać do stopów podwójnych W-Re prezentowanych w specjalistycznym piśmiennictwie.

Druga przesłanka łączyła się ze sposobem komponowania składów chemicznych obu grup metali ciężkich wynikającym z faktu zastosowania renianu (VII) niklu (II). W dotychczasowej praktyce doboru składników końcowych metali ciężkich kierowano się powszechnie znanymi komponentami proszkowymi i znaną technologią wytwarzania.

Tym razem podjęto próbę zastosowania nowego związku chemicznego, który umożliwia wprowadzenie do składu chemicznego metali jednocześnie renu i niklu. Rozwiązanie to, oprócz nowatorstwa i wielu potencjalnych rozwiązań wymaga odpowiedzi na pytania związane z teorią procesów spiekania takich układów metalicznych.

Trzecia przesłanka miała na celu wskazanie istnienia ewentualnych możliwości zastąpienia kancerogennego proszku niklu proszkiem częściowo lub całkowicie ustopowionym ren-nikiel. Można przypuszczać, że szkodliwość takiego proszku będzie zdecydowanie niższa od proszku niklu.

Praca naukowa finansowana ze środków na naukę w latach 2006-2010 jako projekt badawczy rozwojowy nr R 00 024 02.

Artykuł wpłynął do redakcji 11.08.2008 r. Zweryfikowaną wersję po recenzji otrzymano we wrześniu 2008 r.

LITERATURA

[1] R. M. German, *Liquid phase sintering*, Plenum Press, New York and London, 1985.

[2] Э. М. Савицкий, М. А. Тылькина, К. Б. Поварова, *Сплавы рения*, Изд. Наука, Москва, 1965.

[3] Zgłoszenie patentowe w U.P.RP. 384585.

[4] J. R. Spencer, J. A. Mullendore, *The Effect of Nickel: Iron Rations on the Mechanical Properties*, Microstructure and Processing of W-Ni-Fe — Alloys, International Conference on Tungsten and Tungsten Alloys — 1992, Metal Powder Industries Federation, Princeton, New Jersey, USA, 1992, 111-119.

[5] S. Stolarz, W. Rutkowski, *Wolfram i Molibden*, PWT, Warszawa, 1961.

[6] A. Dinadale, T. Chart, Unpublished work, 1986.

[7] T. B. Mossalski, *Binary Alloy Phase Diagrams*, A.S.M. International, 1990.

[8] E. T. Hening, H. Hofmann, G. Petzov, *Die constitution von W-Fe-Ni Schewermetallegierungen und Ihr Einfluss auf die Mechanishen Eigenschaften*, Plansee Seminarium 1981, ed. H. M. Ortners, Reutte, Austria, 335-359.

[9] A. Fernandez Guillermet, L. Ostlund, *Experimental and Theoretical Study of the Phase Equilibria in the W-Ni-Fe System*, Metallurgical Transactions A, vol. 17, 1986, 1809-1828.

[10] J. Piętaszewski, J. Michałowski, *Badania wpływu zgniotu w metalach ciężkich WHA zawierających ren, na końcową ich budowę i właściwości statyczne oraz dynamiczne*, Sprawozdanie merytoryczne z realizacji projektu badawczego nr 0 T00C 008 27 WAT, Warszawa, 2006, 71 i 84.

[11] E. Włodarczyk, J. Michałowski, J. Piętaszewski, *Opracowanie podstaw technologii wytwarzania spieku ciężkiego z osnową wolframową o unikatowych właściwościach użytkowych, w zastosowaniu na rdzenie pocisków przeciwpancernych*, Sprawozdanie merytoryczne z realizacji projektu badawczego nr 0 T00C 021 21 WAT, Warszawa, 2004, 90.

[12] В. Е. Панин, А. П. Савицкий, И. И. Кочепасов, Г. В. Тюкалов, *Влияние направленново легирования вольфрама на механизм его активированново спекания*, V Международная Конференция по порошковой Металлургии, Vysoke Tatry, 1-3.X.1974, C.S.R., 243-256.

[13] A. Bukat, W. Rutkowski, *Teoretyczne podstawy procesów spiekania*, Wyd. Śląsk, 1974, 157-168.

T. MAJEWSKI, J. MICHAŁOWSKI, J. PIĘTASZEWSKI

Analysis of nickel perrhenate using possibilities of production of heavy metals contained rhenium

Abstract. The information about new rhenium and nickel compound is included in the paper. The described material is used for heavy metals production. The methodology of designing W-Ni-Fe-Re and W-Re-Ni metals is described. Moreover, the examples of using this compound for heavy metals manufacturing are shown.

Keywords: nickel perrhenate, reduction, heavy alloys, rhenium, sintered materials, powdered matallurgy

Universal Decimal Classification: 621.762

Biuletyn WAT
Vol. LVIII, Nr 2, 2009

Wpływ adaptacyjnego doboru wielkości przeplotu i parametrów kodu na jakość transmisji w kanale UKF

STEFAN JACKOWSKI, ROBERT URBAN[1]

Wojskowa Akademia Techniczna, Wydział Elektroniki, Instytut Telekomunikacji,
00-908 Warszawa, ul. S. Kaliskiego 2
[1]Wojskowy Instytut Łączności, Zakład Radiokomunikacji, 05-130 Zegrze

Streszczenie. W artykule omówiono zagadnienie związane z wpływem przeplotu na rozkład błędów i efektywność kodów korekcyjnych podczas transmisji danych w kanale radiowym UKF. W tym celu wykorzystano kompleksową metodę poprawy jakości transmisji obejmującą bieżącą analizę kanału oraz adaptacyjny dobór wielkości tablicy przeplotu i parametrów kodu korekcyjnego. Do badań symulacyjnych wykorzystano kody LDPC (*Low Density Parity Check*), które należą do grupy najefektywniejszych kodów i zapewniają bardzo dobre wyniki korekcji błędów dla kanałów o błędach rozproszonych. Uzyskane rezultaty porównano z analogicznymi wynikami otrzymanymi dla rozwiązania firmowego zaimplementowanego w wykorzystywanych w radiostacjach z rodziny PR4G (typu RRC 9200 i RRC 9500), opartego na kodach RS i BCH.
Słowa kluczowe: łączność bezprzewodowa, kanał radiowy UKF, przeplot, kody LDPC
Symbole UKD: 621.396.93

1. Wstęp

Występujące w kanałach radiowych zaniki wielodrogowe (*multipath fading*) powodują, w odebranej sekwencji danych, grupowanie się błędów w tzw. paczki. Ze względu na właściwości kanałów radiowych oraz mobilność urządzeń nadawczo-odbiorczych długości paczek błędów mogą być różne. Dodatkowo, jakość transmisji danych w kanale radiowym jest znacznie obniżona ze względu na tzw. zakłócenia techniczne wytworzone przez człowieka w wyniku działań celowych i niezamierzonych [1]. Parametry kanału transmisji podlegają zatem ciągłym zmianom, zachodzącym w sposób losowy. Stosowane są liczne metody

przeciwdziałania tego typu zjawiskom, takie jak odbiór zbiorczy lub korekcja charakterystyk kanału [4, 5]. Z uwagi na to, że w rozpatrywanym przypadku kanał radiowy UKF jest wąskopasmowy i występują w nim zaniki nieselektywne częstotliwościowo (tzw. zaniki płaskie) [11], do poprawy jakości transmisji można zastosować układ przeplotu w połączeniu z kodowaniem kanałowym [7]. Do badań symulacyjnych zaproponowano model kanału Rayleigha z zanikami płaskimi, wolnymi, zgodny z modelem opisanym przez Jakesa [3].

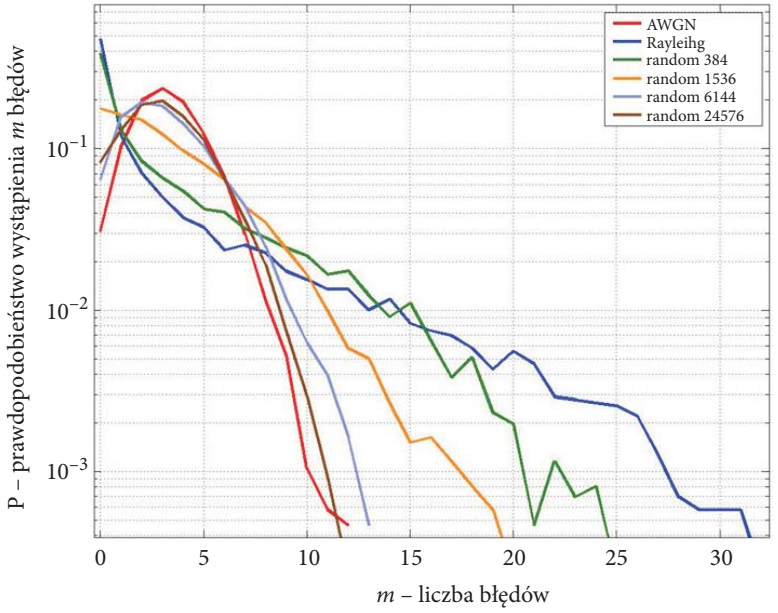
Przeplot stosowany w dłuższym przedziale czasu zapewnia lepsze rozproszenie bitów, ale jednocześnie powoduje wzrost opóźnienia przetwarzania danych. Ważny jest odpowiedni dobór przeplotu do bieżącego stanu kanału, który zapewni wymagane rozproszenie bitów przy możliwie niewielkiej wartości opóźnienia [8]. W tym celu opracowano kompleksową metodę poprawy jakości transmisji, która zapewnia dopasowanie wielkości przeplotu i kodu korekcyjnego do zidentyfikowanego na bieżąco kanału [2].

W kolejnych punktach artykułu omówiono problem oceny rodzaju przeplotu przy różnych rozkładach błędów paczkowych powstałych w kanale z zanikami i metody doboru jego wielkości w zależności od zmian czasu trwania zaników. Przedstawiono także możliwości korekcyjne kodów LDPC w przypadku aplikacji ich w wąskopasmowych kanałach radiowych. Opisano również metodę poprawy jakości transmisji wykorzystującą bieżącą ocenę kanału w celu adaptacyjnego dopasowywania wielkości przeplotu oraz nadmiaru kodowego do warunków występujących w kanale transmisji. Na zakończenie zaprezentowano wybrane wyniki symulacji opracowanej metody w odniesieniu do wyników badań radiostacji PR4G i podsumowano je.

2. Przeplot w kanale z zanikami

Przeplot (*interleaving*) jest bardzo użyteczną techniką umożliwiającą separację czasową symboli słowa kodowego. Najczęściej wykonuje się go po uprzednim kodowaniu kanałowym (*channel coding*), którego zadaniem jest wykrywanie lub korekcja błędów wprowadzanych przez kanał. Przeplot wykorzystywany jest do zwiększenia wydajności pracy kodów korekcyjnych w przypadku kanałów transmisji, w których występują zaniki sygnału.

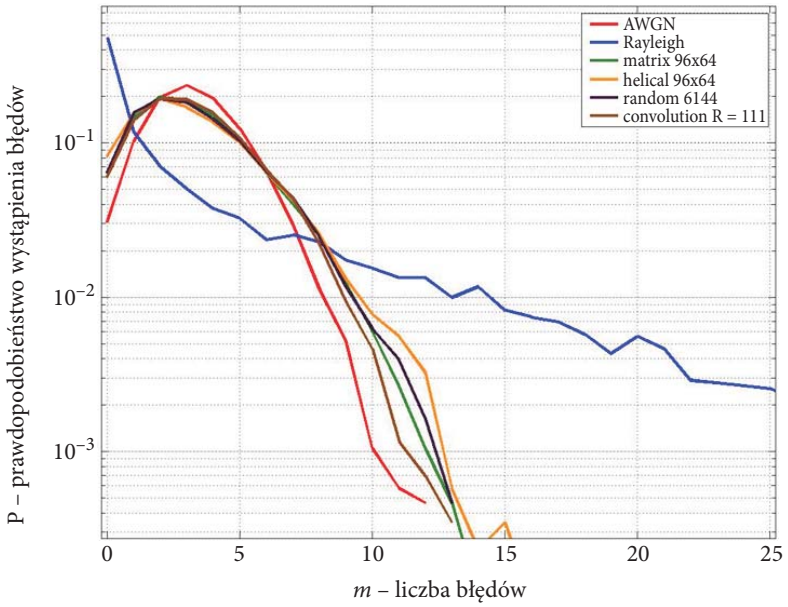
Na rysunku 1 przedstawiono, korzystając z charakterystyk rozkładu błędów [7], jak zmienia się wagowe widmo błędów (WWB) w przypadku stosowania różnej wielkości przeplotu, dla kanału Rayleigha ze średnim prawdopodobieństwem błędów wynoszącym około 0,056. Można zauważyć, że ze wzrostem przeplotu zwiększa się rozproszenie błędów w odebranej sekwencji danych i krzywe WWB zbliżają się swoim kształtem do krzywych WWB uzyskanych dla kanału AWGN (*Additive White Gaussian Noise*).



Rys. 1. WWB dla bloku o długości 60 — różna wielkość przeplotu (*BER* ≈ 0,056)

Układ przeplotu może być realizowany w formie struktury blokowej lub splotowej, a w zależności od zastosowania i algorytmu pracy, można spotkać różne sposoby jego realizacji, np. przeplot losowy (*random interleaving*), spiralny (*helical interleaving*) i inne [10]. Badania wykazały, że struktura przeplotu ma niewielki wpływ na rozproszenie błędów w odebranej sekwencji danych. Przykładowe charakterystyki rozkładu błędów zamieszczono na rysunku 2 przy założeniu *BER* ≈ 0,056 i jednakowej wartości czasu opóźnienia wprowadzanej przez przeplot [7].

Niewielkie różnice można zaobserwować dla bloków, w których pojawia się więcej błędów, a odległości miedzy nimi są niewielkie — do 10 bitów (rys. 2). Przeplot o odpowiednio dobranej tablicy (*matrix*, *helical*) czy działający sekwencyjnie (*convolution*) dobrze jest zastosować, gdy zakres zmian długości paczek błędów jest niewielki. Algorytm pracy tych układów jest ściśle określony, dlatego znając w przybliżeniu średnią wielkość pojawiających się paczek, można dopasować do nich strukturę przeplotu. W sytuacji, gdy kanał podlega znacznym zmianom, korzystniej jest wykorzystać przeplot losowy, którego efektywność zależy głównie od długości okresu przeplotu.



Rys. 2. WWB dla bloku o długości 60 bitów — różne rodzaje przeplotu (*BER* ≈ 0,056)

2.1. Określenie zależności między czasem trwania zaników i wielkością przeplotu

Rozproszenie paczki błędów zależy przede wszystkim od okresu (wielkości) przeplotu T_{IL}, który powinien być większy od czasu trwania zaniku. Stosując przeplot w dłuższym przedziale czasu, uzyskuje się lepsze rozproszenie, ale wzrasta czas przetwarzania danych. Wielkość przeplotu można dobierać według różnych czynników, takich jak: wprowadzane opóźnienie, czas trwania zaniku czy długość słowa kodowego. Biorąc pod uwagę konieczność zapewnienia możliwie największego rozproszenia błędów, najlepiej uzależnić przeplot od wielkości, która charakteryzowałaby zmiany zachodzące w kanale, np.: czas koherencji, średnie tempo zmian obwiedni zaników, średni czas trwania zaników. W publikacji [5] podano, że T_{IL} powinien być większy od czasu koherencji T_0 przynajmniej dziesięciokrotnie ($T_{IL}/T_0 = 10$). Zgodnie z tym założeniem okres przeplotu powinien wynosić

$$T_{IL} = 10\ T_0. \tag{1}$$

Korzystając z zależności na średni czas trwania zaniku T_L [1] i zależności opisującej czas koherencji T_0 [4], można wyznaczyć

$$T_{IL} = 5\sqrt{2\pi}\,\frac{\rho \cdot T_L}{e^{\rho^2} - 1}, \tag{2}$$

gdzie $\rho = L/L_{rms}$ jest stosunkiem wyznaczonego poziomu odniesienia L (wyznaczającym momenty pojawienia się paczek błędów) do wartości *rms* (*root mean square*) amplitudy obwiedni zaników L_{rms}.

Kolejnym parametrem, od którego można uzależnić dobór przeplotu jest średni czas pomiędzy początkami kolejnych zaników T_{BL} (obejmuje czas trwania zaniku i czas między jego końcem a początkiem następnego zaniku). Zakładając, że czas ten odpowiada okresowi zastosowanego przeplotu,

$$T_{BL} = T_{IL} = 1/\,N_L = \frac{T_L}{1 - e^{-\rho^2}} \tag{3}$$

można przedstawić, jak zmienia się wielkość przeplotu w funkcji E_b/N_0 (rys. 3).

Trzecią możliwością określania wielkości przeplotu jest uzależnienie jej od średniego czasu trwania zaniku

$$T_{IL} = mT_L, \tag{4}$$

gdzie $m = \{2, 3\ldots\}$.

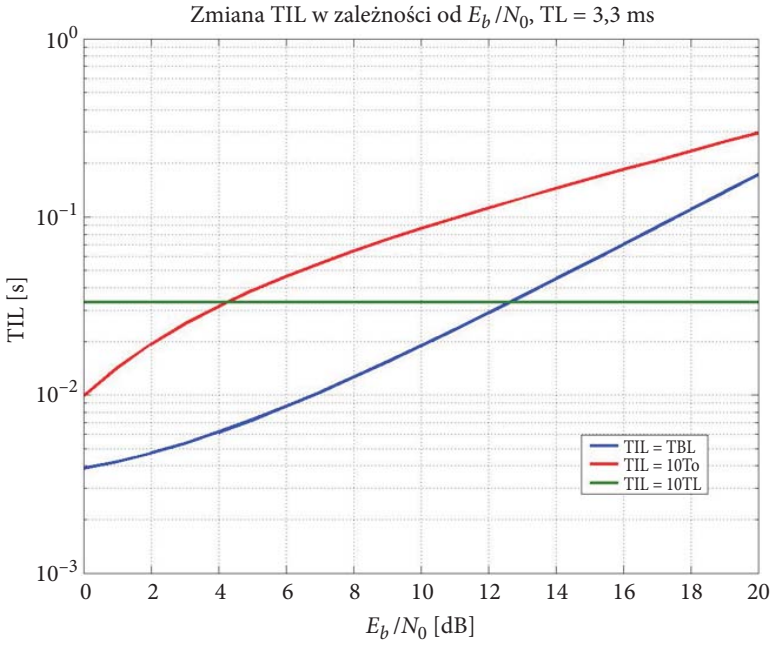
Na rysunku 3 przedstawiono wykresy dla omawianych przypadków doboru wielkości przeplotu przy założeniu $m = 10$ i ustalonej wartości $T_L = 3{,}3$ ms.

Jeśli bierze się pod uwagę opóźnienie przeplotu, to najlepszym rozwiązaniem jest ścisłe uzależnienie wielkości przeplotu od średniego czasu trwania zaniku ($T_{IL} = mT_L$). W przeciwieństwie do dwóch pozostałych przypadków, wprowadzane opóźnienie związane z układem przeplotu nie zmienia się wraz ze wzrostem E_b/N_0 i zmianą czasu koherencji. Parametr m można wyznaczyć w sposób eksperymentalny. Na podstawie przeprowadzonych badań [2] ustalono, że tablica przeplotu powinna być ponaddziesięciokrotnie większa od średniej długości paczek błędów

$$\overline{l}_{PB} = T_L r_b, \tag{5}$$

gdzie r_b — przepływność bitowa.

Zwiększenie rozmiaru przeplotu od pewnych jego wartości ma niewielki wpływ na rozkład błędów [7]. Można zatem stwierdzić, że dobór przeplotu jest ważny, szczególnie gdy opóźnienie jest krytycznym parametrem pracy systemu.



Rys. 3. Zmiana okresu przeplotu T_{IL} w zależności od E_b/N_0 dla różnych przypadków doboru wielkości przeplotu

3. Możliwości korekcyjne kodów LDPC

Na podstawie analizy literatury dotyczącej kodów LDPC można zauważyć, że kody o rzadkiej macierzy kontroli parzystości są niezwykle efektywne w przypadku kanałów o błędach nieskorelowanych [9]. Wyniki korekcji błędów, dla odpowiednio długiego słowa kodowego ($\geq 10^5$), są lepsze od wyników uzyskiwanych przez turbokody [6]. Ze względu na wąskie pasmo częstotliwości kanału UKF (25 kHz) oraz stosunkowo niewielkie prędkości transmisji (< 100 kbit/s) istotnym problemem staje się wybór długości słowa kodowego, którego wartość ma wpływ na opóźnienia pracy występujące w systemie łączności. Przeprowadzone badania pokazały [9], że kody LDPC nadają się do wykorzystania w wąskopasmowych kanałach radiowych pod warunkiem zastosowania jednocześnie układu przeplotu. Należy przy tym pamiętać o przestrzeganiu pewnych zasad związanych z doborem długości słowa kodowego w odniesieniu do czasu trwania zaników i parametrów przeplotu.

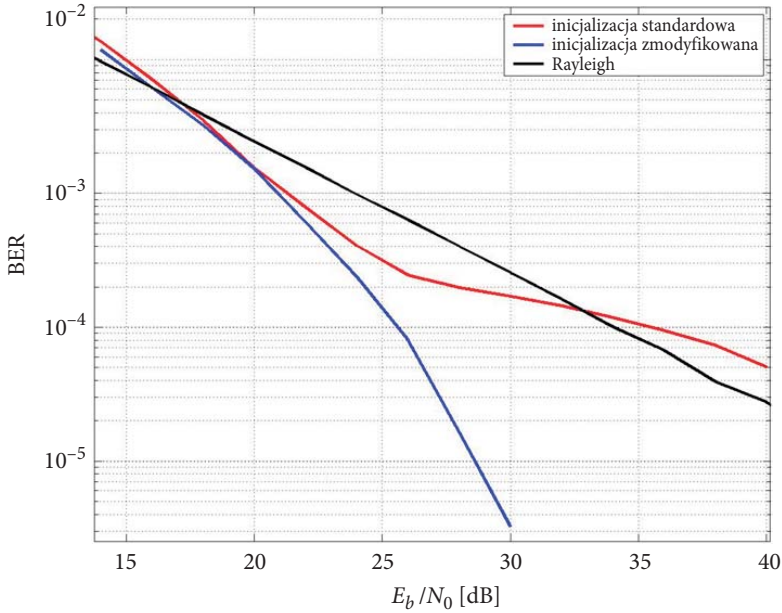
Najczęściej do dekodowania kodów LDPC wykorzystywany jest miękkodecyzyjny algorytm iteracyjny SPA (*Sum Product Algorithm*), zwany także *min-sum* lub *belief propagation*, który bazuje na wymianie informacji o prawdopodobieństwie pojawienia się określonego symbolu na poszczególnych pozycjach słowa kodowego. Analizując działanie klasycznego algorytmu dekodującego SPA podczas transmisji danych

w kanale z zanikami, zwrócono uwagę na proces inicjalizacji. W przypadku kanału AWGN obliczanie wiadomości inicjalizującej R_i wykonywane jest na podstawie zależności

$$R_i = 4r_i \frac{E_b}{N_0}, \tag{6}$$

gdzie r_i – kolejne wartości próbek odebranego sygnału.

Wzór ten został wyprowadzony przy założeniu, że rozkład wartości chwilowych sygnału odebranego jest normalny. Zazwyczaj w kanale fizycznym rozkład sygnału jest różny od normalnego. Rozpatrując przyjęty do badań model kanału Rayleigha, można stwierdzić, że stosowanie zależności (6) do inicjalizacji algorytmu SPA wpływa niekorzystnie na wyniki korekcji błędów, zwłaszcza w zakresie wyższych wartości stosunku sygnał-szum (rys. 4).



Rys. 4. Zmiana *BER* w funkcji E_b/N_0 dla kodu LDPC(52,200) i różnych sposobów inicjalizacji dekodera

W przypadku, gdy wariancja szumu addytywnego σ_n^2 jest znacznie mniejsza w stosunku do mocy średniej transmitowanego sygnału, rozkład wartości chwilowych sygnału odebranego zależy przede wszystkim od rozkładu obwiedni zaników $a(t)$. Dla kanału Rayleigha zależność opisująca wiadomości inicjalizujące R_i algorytm dekodowania SPA ma postać [12]

$$R_i = \log_e \left(\frac{\exp\left[-0,5 \left(\frac{r_i + \alpha_i}{\sigma_n} \right)^2 \right]}{\exp\left[-0,5 \left(\frac{r_i - \alpha_i}{\sigma_n} \right)^2 \right]} \right) = 4 r_i \alpha_i \frac{1}{2\sigma_n^2} = 4 r_i \alpha_i \frac{E_b}{N_0} \tag{7}$$

przy założeniu, że amplituda sygnału transmitowanego $s(t)$ ma wartość $A_m = 1$, a α_i oznaczają wartości obwiedni zaników o rozkładzie Rayleigha.

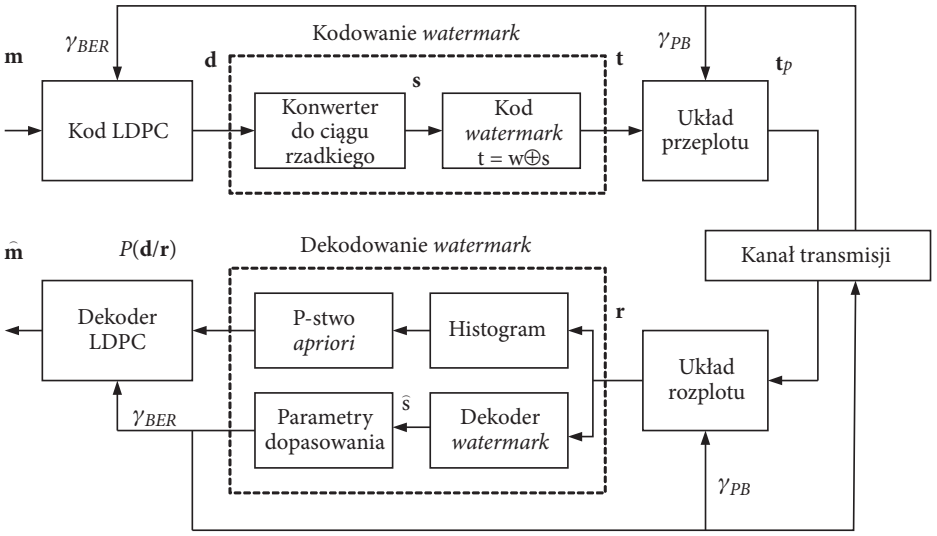
Zastosowane zmiany w procesie inicjalizacji algorytmu SPA wpływają na poprawę jakości transmisji, wyniki badań przedstawiono na rysunku 4 w postaci krzywych $BER = f(E_b/N_0)$, wykreślonych dla dwóch przypadków: z modyfikacją i bez modyfikacji inicjalizacji pracy dekodera. Dalszy wzrost poprawy jakości transmisji można uzyskać, wprowadzając dodatkowo układ przeplotu do wspólnej pracy z koderem LDPC [9].

4. Opis metody poprawy jakości transmisji

Problem inicjalizacji dekodera LDPC rozwiązano dzięki wykorzystaniu do bieżącej oceny kanału znanej po stronie nadawczej i odbiorczej sekwencji bitowej kodu *watermark*. Zazwyczaj do oceny kanału stosowany jest tzw. sygnał pilota w postaci sekwencji treningowej (*training sequence*) wprowadzanej w regularnych odstępach czasu do strumienia danych nadawanych. Dłuższy ciąg treningowy zapewnia większą dokładność oceny kanału, ale powoduje zmniejszenie wynikowej przepływności binarnej. Wadą takiego rozwiązania jest brak informacji o kanale pomiędzy ciągami treningowymi, przez co nie można oszacować długości paczek błędów. Istnieje też konieczność doboru czasu trwania pakietu danych i sekwencji treningowej, który powinien być krótszy od czasu koherencji (niezmienności odpowiedzi impulsowej) kanału, aby działanie układów korekcyjnych było efektywne i opierało się na aktualnej informacji o kanale.

W zaproponowanej metodzie zrezygnowano z transmisji bitów treningowych, wprowadzając znaną (w odbiorniku i nadajniku) sekwencję *watermark*, która występuje równomiernie w całym bloku danych. Dzięki takiemu rozwiązaniu informacja o kanale jest dostępna na bieżąco. Przed dodaniem (*modulo 2*) do ciągu nadawanego znanej sekwencji *watermark*, należy przeprowadzić konwersję ciągu informacyjnego do ciągu rzadkiego (o niewielkiej wadze Hamminga). Powoduje to, że w odbiorniku odebrana sekwencja różni się od sekwencji *watermark* nie tylko z powodu błędów kanałowych. Jednak dzięki znajomości średniej gęstości wektora rzadkiego (< 0,5), można wyznaczyć bitową stopę błędów kanału i oszacować średnią długość paczek błędów, co potwierdziły przeprowadzone badania symulacyjne [2].

Ogólny schemat blokowy systemu transmisji danych, w którym wyszczególniono elementy niezbędne do realizacji metody poprawy jakości transmisji przedstawiono na rysunku 5.



Rys. 5. Schemat blokowy systemu transmisji danych, w którym realizowana jest kompleksowa metoda poprawy jakości transmisji

System transmisji danych działający w oparciu o proponowaną metodę dostosowuje się w sposób adaptacyjny do ocenianego na bieżąco kanału. Informacje o zmianach zachodzących w kanale przekazywane są do nadajnika w sygnale zwrotnym w postaci tzw. parametrów dopasowania. Wykorzystywane są one w procesie decyzyjnym wyboru odpowiedniego kodu korekcyjnego oraz wielkości tablicy przeplotu z ustalonego zbioru tego typu elementów. Przyjęto dwa takie parametry oznaczone γ_{BER} oraz γ_{PB}, których wartości uzależnione są odpowiednio od bitowej stopy błędów *BER* i średniej długości paczek błędów $\overline{l}_{PB}$ (5) wyznaczonych w odbiorniku. Wszelkie modyfikacje wprowadzane w konfiguracji nadajnika następują po ich wcześniejszym potwierdzeniu przez odbiornik.

Rozpatrując metodę poprawy jakości transmisji, można zauważyć, że istotnym czynnikiem wpływającym na jej efektywność jest wprowadzane opóźnienie. Wynika to z wielu uwarunkowań związanych z jakością kanału transmisji, szybkością adaptacji systemu i rodzajem jego pracy (simpleks, dupleks). Zasadniczy wpływ na opóźnienie T_{Delay} pracy systemu ma przygotowanie i okresowa (w ściśle określonym czasie) transmisja informacji zwrotnej. Dodatkowym elementem wpływającym na wzrost opóźnienia jest układ przeplotu, którego wielkość tablicy jest zmienna, dzięki

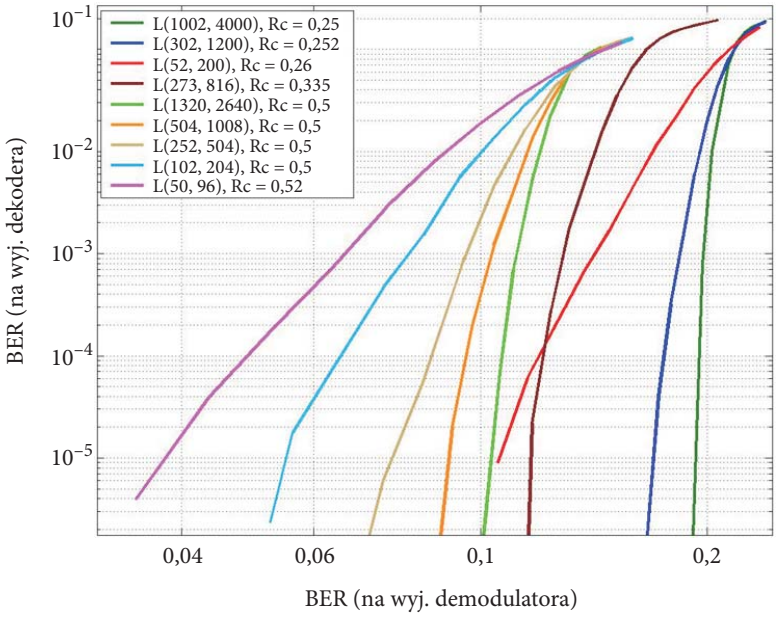
zastosowaniu algorytmu adaptacyjnego i zależy od średniego czasu trwania zaników. W systemie dupleksowym transmisja informacji użytecznej odbywa się równolegle do transmisji informacji zwrotnej, więc nie ma potrzeby ich synchronizacji, a czas opóźnienia zależy od wielkości tablicy przeplotu. Nowe ustawienia są przyjmowane dla kolejnego bloku danych zaraz po wysłaniu informacji potwierdzającej. Dzięki temu informacja zwrotna może być przesyłana w dowolnym czasie, np. w przypadku wykrycia zmian parametrów kanału.

5. Wyniki symulacji

Badania efektywności systemu działającego zgodnie z opracowaną metodą poprawy jakości transmisji wykonano na podstawie założeń i parametrów przyjętych w ramach przeprowadzonej wcześniej analizy i badań wstępnych [2].

Analizując możliwości korekcyjne kodów LDPC [9], przebadano ich znaczną liczbę, uwzględniając przy tym długość przetwarzanego bloku danych i sprawność kodowania (rys. 6).

Z uzyskanych wykresów, przedstawiających charakterystyki zmian BER_{dek} na wyjściu dekodera LDPC w zależności od BER_{dem} na wyjściu kanału po demodulacji



Rys. 6. Zmiana bitowej stopy błędów przed i po dekodowaniu dla kodów LDPC o różnej sprawności kodowania i długości słowa kodowego

(przed dekodowaniem LDPC), można odczytać, od jakiej wartości BER_{dem} kod LDPC jest skuteczny ($BER_{dek} < 10^{-5}$). Wraz ze wzrostem długości słowa kodowego uzyskiwane wyniki korekcji są nie tylko lepsze, lecz także szybciej się stabilizują. Powoduje to, że dla pewnych wartości BER_{dem} można znaleźć kod LDPC efektywniejszy od kodu o większym nadmiarze, ale generującym krótsze słowo kodowe (np. LDPC(52,200) i LDPC(273,816) (rys. 6).

W przypadku, gdy w kanale transmisji występują zaniki i powstają paczki błędów, wprowadzany jest przeplot o różnej wielkości, dobierany według parametru γ_{PB}, zależnego od średniej długości paczek błędów. Paczki błędów mogą zmieniać swoją długość w wyniku zmiany czasu koherencji T_0 kanału, jak również stosunku mocy sygnału do mocy szumu. Zakres tych zmian może być znaczny, od kilku do kilku tysięcy bitów w zależności od szybkości transmisji. System z adaptacyjnym doborem przeplotu powinien zawierać zbiór tablic przeplotu o różnej wielkości. W tym celu wyznaczono przedziały średniej długości paczek błędów i odpowiadający im przeplot.

Wielkość tablicy przeplotu dobrana została według długości słowa kodowego, tak aby stanowiła jego całkowitą wielokrotność (tab. 1, kolumna 3). Przeplot określony indeksem 6, 10, 14, 18 dotyczy kodu LDPC(1002,4000). Pozostałe tablice przeplotu (w tym o indeksie 10) są dopasowane do kodów o długości słowa 1200. Okres przeplotu (kolumna 4) obliczono przy założeniu r_b = 16 kbit/s, która jest równa prędkości transmisji danych bez zabezpieczenia kodowego, dostępnej w radiostacji PR4G.

Adaptacyjny dobór wielkości przeplotu oraz sprawności kodu korekcyjnego, dokonywany dzięki bieżącej analizie kanału, pozwala utrzymać jakość transmisji na założonym poziomie ($BER_{dek} < 10^{-5}$) przy znacznej dynamice zmian warunków kanału transmisji. Skutkiem tego chwilowa prędkość transmisji przyjmuje różne wartości. W przypadku radiostacji PR4G, niewyposażonych w rozważane mechanizmy, prędkość transmisji jest ustalona, a jej dobór wykonywany jest ręcznie przez operatora. Brak możliwości oceny kanału i automatycznego doboru prędkości transmisji powoduje, że radiostacja nie zawsze pracuje przy optymalnych ustawieniach. W tabeli 2 przedstawiono wyniki korekcji błędów radiostacji PR4G dla ustalonych prędkości transmisji.

Przy aktualnej konfiguracji radiostacji PR4G uzyskanie dobrych wyników korekcji błędów związane jest ze stosowaniem dużego nadmiaru kodowego i powtórzeń transmisji, co wpływa na spadek prędkości transmisji poniżej 600 bit/s (rys. 7).

Rysunek 7 przedstawia zmiany prędkości transmisji w zależności od *BER* na wyjściu kanału, przy założeniu, że dany system zapewnia korekcję błędu na poziomie $BER_{dek} < 10^{-5}$. Uzyskiwane prędkości transmisji (wartości średnie) przez system wykorzystujący opracowaną metodę i system działający w oparciu o radiostacje PR4G są w niektórych przypadkach (dla *BER* > 0,1) nawet sześciokrotnie większe. Jeśli chcemy pracować na PR4G z prędkością 2400 bit/s, bitowa stopa błędów na wyjściu kanału nie powinna przekraczać 0,04, a przy stosowaniu komplek-

Tabela 1

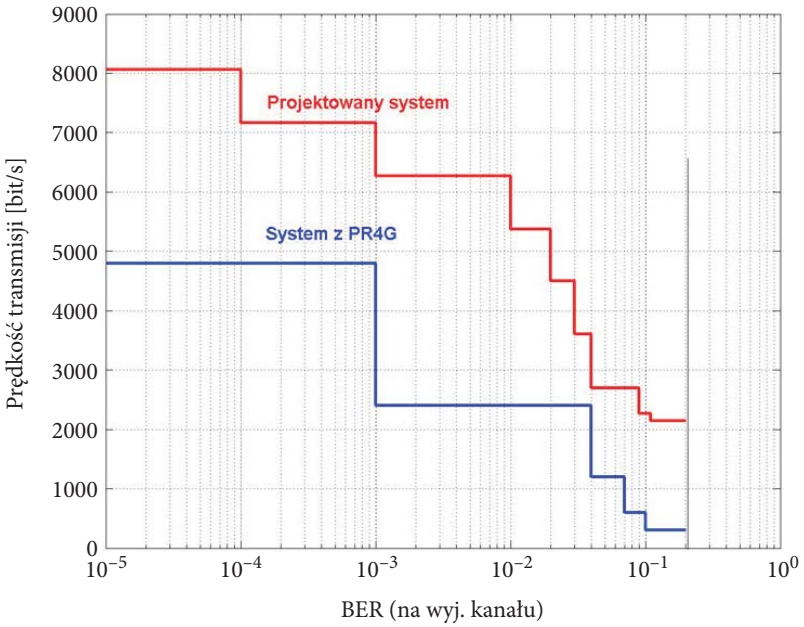
Przyjęte wartości parametru dopasowania γ_{PB} (* dot. LDPC(1002,4000))

Parametr γ_{PB}	Przedziały $\overline{l}_{PB}$ [bit]	Wielkość tablicy przeplot [bit]	Okres przeplotu T_{IL} [s]
1	$\overline{l}_{PB} < 160$	2400	0,15
2	$160 \le \overline{l}_{PB} < 240$	3600	0,225
3	$240 \le \overline{l}_{PB} < 300$	4800	0,3
4	$300 \le \overline{l}_{PB} < 360$	6000	0,375
5	$360 \le \overline{l}_{PB} < 420$	7200	0,45
6*	$\overline{l}_{PB} < 440$	8000	0,5
7	$420 \le \overline{l}_{PB} < 480$	8400	0,525
8	$480 \le \overline{l}_{PB} < 540$	9600	0,6
9	$540 \le \overline{l}_{PB} < 600$	10 800	0,675
10*	$440 \le \overline{l}_{PB} < 660$	12 000	0,75
11	$660 \le \overline{l}_{PB} < 720$	13 200	0,825
12	$720 \le \overline{l}_{PB} < 780$	14 400	0,9
13	$780 \le \overline{l}_{PB} < 840$	15 600	0,975
14*	$660 \le \overline{l}_{PB} < 880$	16 000	1
15	$840 \le \overline{l}_{PB} < 900$	16 800	1,05
16	$900 \le \overline{l}_{PB} < 960$	18 000	1,125
17	$960 \le \overline{l}_{PB}$	19 200	1,2
18*	$880 \le \overline{l}_{PB}$	20 000	1,25

Tabela 2

Wyniki korekcji błędów — radiostacja PR4G

BER na wyjściu kanału)	BER_{dek} (na wyj. dekodera) dla ustalonych prędkości transmisji				
	4800 bit/s (R = 0,3)	2400 bit/s (R = 0,15)	1200 bit/s (R = 0,075)	600 bit/s (R = 0,0375)	300 bit/s (R = 0,01875)
0,199	0,233	0,235	0,188	0,0122	$1{,}5 \cdot 10^{-5}$
0,177	0,148	0,116	0,167	0,007	$< 10^{-5}$
0,071	0,012	$5{,}5 \cdot 10^{-5}$	$< 10^{-5}$	$< 10^{-5}$	$< 10^{-5}$
0,043	0,0016	$< 10^{-5}$	$< 10^{-5}$	$< 10^{-5}$	$< 10^{-5}$
0,0077	$1 \cdot 10^{-5}$	$< 10^{-5}$	$< 10^{-5}$	$< 10^{-5}$	$< 10^{-5}$
0,0011	$< 10^{-5}$	$< 10^{-5}$	$< 10^{-5}$	$< 10^{-5}$	$< 10^{-5}$



Rys. 7. Zmiana prędkości transmisji w zależności od *BER* na wyjściu kanału dla systemu pracującego w oparciu o radiostacje PR4G oraz wykorzystującego proponowaną metodę poprawy jakości transmisji (prędkość średnia)

sowej metody poprawy jakości transmisji można osiągnąć zbliżoną prędkość już dla *BER* ≈0,16. Ponadto radiostacja może transmitować dane z maksymalną prędkością równą jedynie 4,8 kbit/s, podczas gdy projektowany system, dla zbliżonych warunków kanału transmisji (*BER* ≈ 0,001), zapewnia średnio ponad 8 kbit/s.

6. Podsumowanie

Metoda poprawy jakości transmisji może być implementowana zarówno w systemie simpleksowym, jak i dupleksowym bez konieczności modyfikacji zaprojektowanych algorytmów. Różnice wynikają jedynie z wprowadzanego opóźnienia pracy systemu łączności, co związane jest z czasem transmisji informacji zwrotnej i potwierdzającej. Przeprowadzone badania symulacyjne pozwoliły zweryfikować skuteczność zaproponowanych rozwiązań dla trybu pracy simpleksowej i dupleksowej. W obu przypadkach osiągnięto istotną poprawę jakości transmisji w stosunku do możliwości korekcyjnych radiostacji PR4G, zapewniając tym samym zdecydowanie większe prędkości transmisji dla porównywalnych warunków kanału (rys. 7). Maksymalna prędkość transmisji (gdy BER ≈0,001) radiostacji PR4G (4,8 kbit/s) jest blisko dwukrotnie mniejsza od prędkości (ok. 9 kbit/s) zapewnianej przez opracowany system, a różnice te są jeszcze większe, gdy rośnie bitowa stopy błędów. Zalety badanego systemu łączności są przede wszystkim widoczne podczas transmisji długich bloków danych, których czas transmisji jest dłuższy od okresu transmisji informacji zwrotnej, ze względu na adaptacyjny charakter jego pracy oraz potrzebę ustalenia wielkości przeplotu i rodzaju kodu LDPC.

Artykuł wpłynął do redakcji 4.09.2008 r. Zweryfikowaną wersję po recenzji otrzymano w październiku 2008 r.

LITERATURA

[1] S. Jackowski, *Telekomunikacja cz.1 i 2*, Wydawnictwo Politechniki Radomskiej, Radom, 2005.

[2] S. Jackowski, R. Urban, *Jakość transmisji w kanale radiowym UKF z wykorzystaniem bieżącej oceny kanału, układu przeplotu i kodów LDPC*, XI Międzynarodowa Konferencja Naukowa „TransComp — 2007", Zakopane, 2007.

[3] J. G. Proakis, *Digital Communications, Fourth Edition*, McGraw-Hill, New York, 2001.

[4] T. S. Rappaport, *Wireless Communications: Principles and Practice, Second Edition*, Prentice-Hall, Upper Saddle River, New Jersey, 2002.

[5] B. Sklar, *Digital Communications: Fundamentals and Applications (2nd Edition)*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, 2001.

[6] T. Richardson, M. Shokrollahi, R. Urbanke, *Design of capacity-approaching irregular low-density parity-check codes*, IEEE Trans. Inform. Theory, vol. 47, 2001, 638-656.

[7] R. Urban, *Wpływ przeplotu na rozkład błędów generowanych w kanale z zanikami*, KKRRiT, 453-456, Poznań, 2006.

[8] R. Urban, *Metoda określania średniej długości paczek błędów w kanale UKF w oparciu o analizę zmian wartości BER*, UiSR, vol. 56, Soczewka, 2007, 431-440.

[9] R. Urban, *Zastosowanie kodów LDPC do poprawy jakości transmisji w kanale radiowym UKF*, Krajowe Sympozjum Telekomunikacji KST, 396-403, Bydgoszcz, 2007.

[10] B. Vucetic, *Turbo codes: principles and applications*, Kluwer Academic Publisher, 2000.
[11] K. Wesołowski, *Podstawy cyfrowych systemów telekomunikacyjnych*, WKŁ, Warszawa, 2003.
[12] R. H. Morelos-Zaragoza, *The art of error correcting coding*, Wiley, 2005.

S. JACKOWSKI, R. URBAN

Influence of adaptive estimation of interleaver parameters and coding redundancy on transmission quality in VHF channel

Abstract. The problem of interleaver influence on error distributions and effectiveness of error correcting coding during data transmission via VHF channels was discussed in the article. A special method based on analysis of current channel state, adaptive estimation of interleaver parameters and coding redundancy was proposed. LDPC (*Low Density Parity Check*) codes were applied in research and computer simulation. These codes are considered as the most effective for memoryless channels in which dispersed errors occur. Final simulation results were used to compare with measurement results obtained for PR4G radio (type RRC 9200 and RRC 9500) based on RS and BCH codes.
Keywords: wireless communication, VHF channel, interleaver, LDPC codes
Universal Decimal Classification: 621.396.93

Biuletyn WAT
Vol. LVIII, Nr 2, 2009

Badanie charakterystyk fal podmuchowych generowanych przez improwizowane ładunki wybuchowe

ARTUR STECKIEWICZ[1], WALDEMAR A. TRZCIŃSKI

[1]Centrum Szkolenia Policji, Zakład Szkoleń Specjalnych, 05-121 Legionowo, ul. Zegrzyńska 121
Wojskowa Akademia Techniczna, Wydział Nowych Technologii i Chemii,
00-908 Warszawa, ul. S. Kaliskiego 2

Streszczenie. W pracy zmierzono i oszacowano teoretycznie charakterystyki fal podmuchowych generowanych detonacją nieidealnych mieszanin wybuchowych stanowiących potencjalne wypełnienia improwizowanych ładunków wybuchowych. Po wyznaczeniu parametrów fal podmuchowych obliczono współczynniki trotylowe dla badanych mieszanin wybuchowych. Dokonano również weryfikacji najczęściej stosowanych wzorów do prognozowania parametrów fal podmuchowych, wykorzystując dane otrzymane dla trotylu z eksperymentów prowadzonych w Zakładzie Materiałów Wybuchowych WAT.
Słowa kluczowe: improwizowane urządzenia wybuchowe, nieidealne materiały wybuchowe, fale podmuchowe, ładunki wybuchowe
Symbolu UKD: 662.1/.4

1. Wstęp

Na podstawie dostępnych danych policyjnych w pracy [1] dokonano przeglądu materiałów wybuchowych stosowanych jako wypełnienia w improwizowanych urządzeniach wybuchowych. Stwierdzono, że w zasadzie wykorzystywane są wszystkie dostępne materiały wysokoenergetyczne: kruszące materiały wybuchowe pochodzenia wojskowego, górnicze materiały wybuchowe, materiały miotające i pirotechniczne. Jako wypełnienia najczęściej stosowane są mieszaniny dwóch lub więcej składników. Reakcja na impuls inicjujący oraz skutki wybuchu takich nieidealnych materiałów wybuchowych są trudne do przewidzenia. W pracy [2]

wytypowano osiem różnych mieszanin wybuchowych, biorąc pod uwagę dostępność składników dla świata przestępczego. Zbadano charakter przemiany chemicznej (deflagracja, wybuch, detonacja) wytypowanych mieszanin zamkniętych w typowym, improwizowanym urządzeniu rurowym (mufy hydrauliczne zamknięte korkami) analizując stopień fragmentacji obudowy (liczba i wielkości odłamków). Uzyskane wyniki zweryfikowano poprzez zastosowanie znormalizowanego testu z rurą stalową. Zbadano również zdolność miotającą wybranych mieszanin wybuchowych wykonując tzw. test cylindryczny i wyznaczając energię i prędkość Gurneya. Wyniki badań prowadzonych w pracy [2] można wykorzystać do oceny prędkości odłamków napędzanych produktami detonacji mieszanin wybuchowych i skutków ich rażenia.

W niniejszej pracy kontynuowano badania nad czynnikami rażącymi improwizowanych ładunków wybuchowych. Skoncentrowano się na pomiarze i oszacowaniu teoretycznym charakterystyk fal podmuchowych generowanych detonacją nieidealnych mieszanin wybuchowych. Po wyznaczeniu parametrów fal podmuchowych obliczono współczynniki trotylowe dla badanych mieszanin. Porównano również wyniki uzyskane za pomocą powszechnie stosowanych wzorów do prognozowania charakterystyk fal podmuchowych z danymi uzyskanymi dla trotylu.

2. Charakterystyki fali podmuchowej

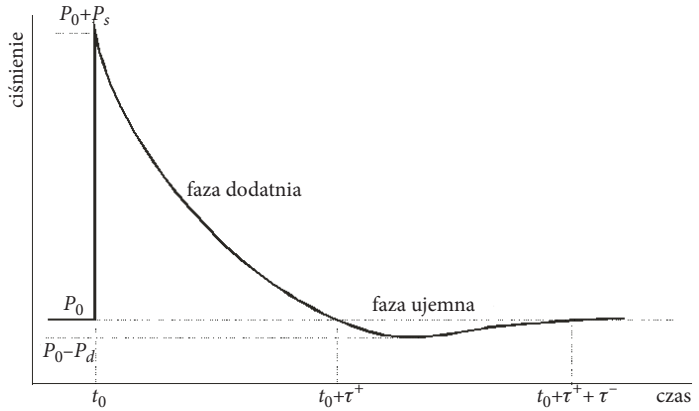
Głównym czynnikiem rażącym wybuchu ładunku materiału wybuchowego jest mechaniczne działanie fal uderzeniowych i propagujących się za nimi fal odciążenia. Zespół fali uderzeniowej i fal odciążenia nazywany jest *falą podmuchową*. Dla oceny skutków oddziaływania fali podmuchowej na obiekty potrzebna jest informacja o przebiegu nadciśnienia $\Delta P(t)$ wytwarzanego przez tę falę w danym punkcie przestrzeni. Charakter tego przebiegu przedstawiono na rysunku 1.

Profil ciśnienia w fali podmuchowej charakteryzuje się następującymi wielkościami: nadciśnienie na czole fali P_s, maksymalne podciśnienie P_d, czas trwania dodatniej fazy impulsu τ^+, czas trwania ujemnej fazy impulsu τ^-. Ponadto jako charakterystykę fali podmuchowej wprowadza się wielkość będącą całką z nadciśnienia po czasie w dodatniej fazie nadciśnienia

$$I_s = \int_0^{\tau^+} \Delta P(t)dt. \tag{1}$$

Wielkość tą nazywa się *impulsem fali podmuchowej*.

Znając wartość nadciśnienia P_s na czole fali, można, wykorzystując wzory dla odbicia fal uderzeniowych, ocenić wielkość nadciśnienia po odbiciu fali. Znając



Rys. 1. Zmiany w czasie ciśnienia w danym punkcie przestrzeni po dotarciu do niego fali podmuchowej

funkcję $\Delta P(t)$, możemy również określić zmiany w czasie nadciśnienia działającego na dany obiekt.

Dla prognozowania charakterystyk fali podmuchowej stosuje się różne wzory będące wynikiem analiz teoretycznych lub badań eksperymentalnych [3]. Najbardziej znane są wzory otrzymane dla sferycznych ładunków trotylowych (TNT):
— Sadowskiego [4]

$$P_s = \begin{cases} \dfrac{1039}{Z^3} - 98{,}1 \quad [\text{kPa}] & \text{dla} \quad Z \le 1 \\ \dfrac{74{,}5}{Z} + \dfrac{245{,}2}{Z^2} + \dfrac{637{,}4}{Z^3} \quad [\text{kPa}] & \text{dla} \quad 1 \le Z \le 15 \end{cases}$$

$$I_s = 340 \div 360 \frac{\sqrt[3]{(m_{\text{TNT}})^2}}{r} \qquad [\text{kbar} \cdot \text{s}] \qquad \text{dla} \quad Z > 0{,}5 \tag{2}$$

— Henrycha [5]

$$P_s = \begin{cases} \dfrac{1379{,}96}{Z} + \dfrac{543{,}26}{Z^2} - \dfrac{35{,}029}{Z^3} + \dfrac{0{,}6129}{Z^4} \quad [\text{kPa}] & \text{dla} \quad 0{,}05 \le Z \le 0{,}3 \\ \dfrac{607{,}40}{Z} - \dfrac{31{,}989}{Z^2} + \dfrac{209{,}12}{Z^3} \quad [\text{kPa}] & \text{dla} \quad 0{,}3 \le Z \le 1 \\ \dfrac{64{,}92}{Z} + \dfrac{397{,}17}{Z^2} - \dfrac{322{,}44}{Z^3} \quad [\text{kPa}] & \text{dla} \quad 1 \le Z \le 10 \end{cases} \tag{3}$$

$$\frac{I_s}{\sqrt[3]{m_{\mathrm{TNT}}}} = \begin{cases} 6500 - \dfrac{10934}{Z} + \dfrac{6165}{Z^2} - \dfrac{984,6}{Z^3} & \left[\mathrm{Pa \cdot s/kg^{1/3}}\right] \quad \text{dla} \quad 0,4 \le Z \le 0,75 \\ -316 + \dfrac{2069}{Z} - \dfrac{2118}{Z^2} + \dfrac{775,5}{Z^3} & \left[\mathrm{Pa \cdot s/kg^{1/3}}\right] \quad \text{dla} \quad 0,75 \le Z \le 3, \end{cases}$$

gdzie: $Z = r \big/ \sqrt[3]{m_{\mathrm{TNT}}}$ — tzw. zredukowana odległość;
r — odległość od ładunku w [m];
m_{TNT} — masa trotylu w [kg].

W raporcie AASTP-4 [6] zebrano dane z szeregu pomiarów przebiegu ciśnienia w falach podmuchowych generowanych detonacją ładunków trotylowych i przedstawiono je w postaci graficznej. W celu wykorzystania tych danych w niniejszej pracy dokonano aproksymacji odczytanych z wykresów dyskretnych wartości odpowiednich parametrów w funkcji zredukowanej odległości (rys. 2-3). Otrzymano następujące wzory na maksymalne nadciśnienie i impuls:

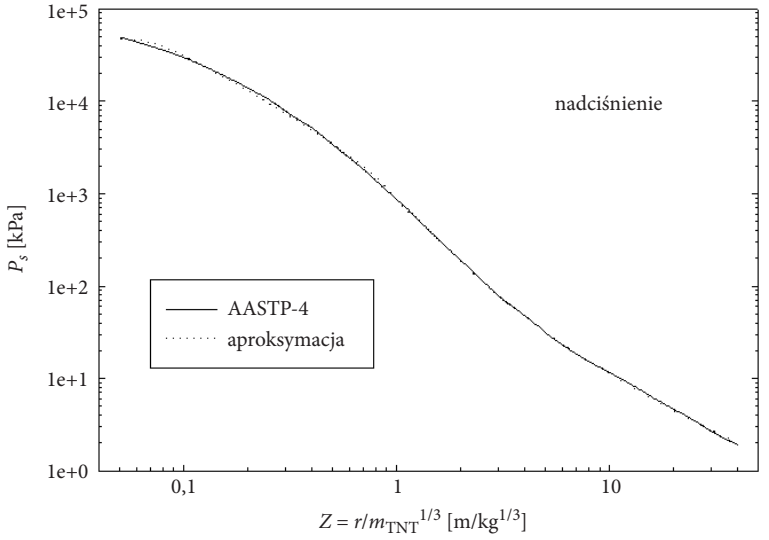
$$P_s = \begin{cases} -1245 + \dfrac{1935}{Z} + \dfrac{235,3}{Z^2} - \dfrac{10,65}{Z^3} & [\mathrm{kPa}] \quad \text{dla} \quad 0,05 \le Z \le 1,15 \\ \dfrac{70,7}{Z} + \dfrac{360,2}{Z^2} + \dfrac{489,1}{Z^3} & \left[\mathrm{kPa}\right] \quad \text{dla} \quad 1,15 \le Z \le 40 \end{cases} \tag{4}$$

$$\frac{I_s}{\sqrt[3]{m_{\mathrm{TNT}}}} = \begin{cases} 308,2 - \dfrac{106,65}{Z} + \dfrac{18,89}{Z^2} - \dfrac{0,401}{Z^3} & \left[\mathrm{Pa \cdot s/kg^{1/3}}\right] \quad \text{dla} \quad 0,05 \le Z \le 1,15 \\ 1,79 + \dfrac{196,0}{Z} + \dfrac{8,62}{Z^2} + \dfrac{30,5}{Z^3} & \left[\mathrm{Pa \cdot s/kg^{1/3}}\right] \quad \text{dla} \quad 1,15 \le Z \le 40. \end{cases}$$

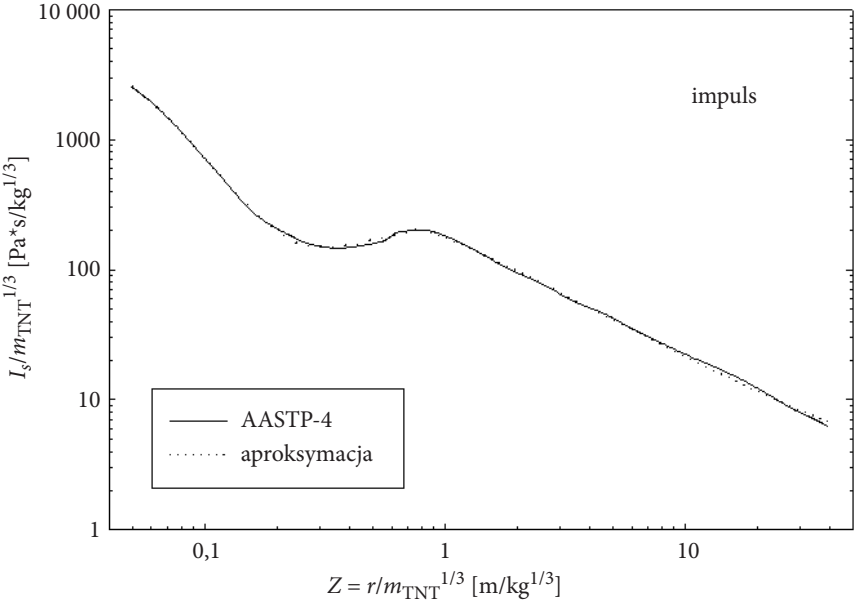
Na rysunkach 4 i 5 porównano zależności amplitudy fali podmuchowej i impulsu od zredukowanej odległości otrzymane ze wzorów (2)-(4). W przypadku maksymalnego nadciśnienia największe różnice obserwuje się dla niewielkich odległości od ładunku (dla małych wartości Z). Natomiast wartości impulsu ciśnienia różnią się zdecydowanie od siebie w całym analizowanym zakresie zredukowanej odległości.

Zgodnie z prawem Sachsa [7] ładunki dwóch różnych materiałów wybuchowych wytworzą falę podmuchową o tych samych charakterystykach, jeżeli ich energie wybuchu będą takie same. Przyrównując energię ładunku danego materiału wybuchowego X i trotylu możemy określić, jaka masa tego materiału m jest równoważna danej masie trotylu m_{TNT}.

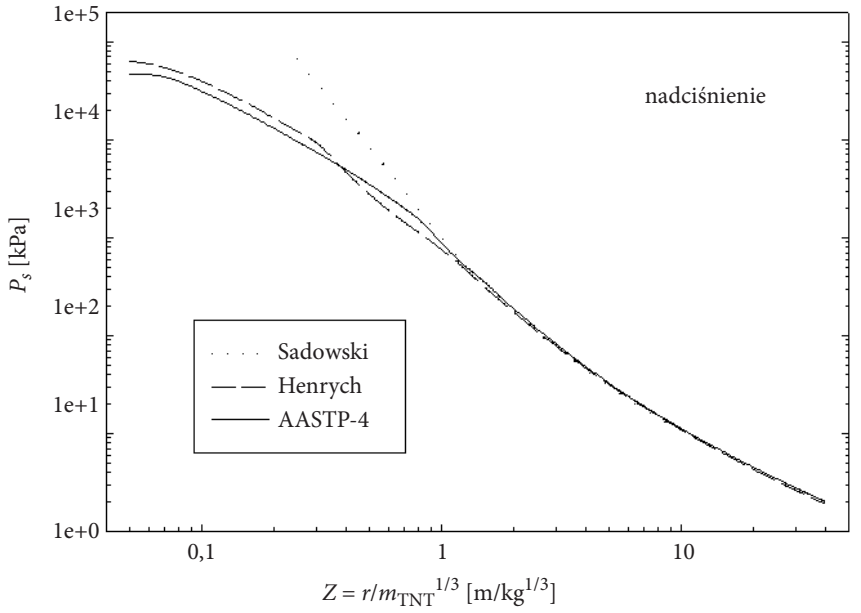
$$m_{\mathrm{X}}\, Q_{\mathrm{X}} = m_{\mathrm{TNT}}\, Q_{\mathrm{TNT}}. \tag{5}$$



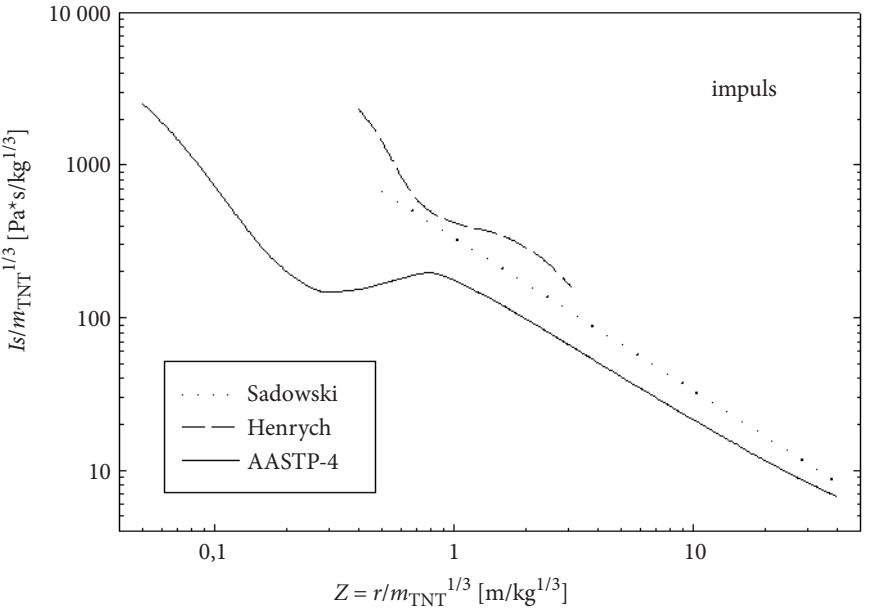
Rys. 2. Aproksymacja podanej w raporcie AASTP-4 zależności nadciśnienia na czole fali podmuchowej od zredukowanej odległości dla ładunków trotylowych



Rys. 3. Aproksymacja podanej w raporcie AASTP-4 zależności impulsu fali podmuchowej od zredukowanej odległości dla ładunków trotylowych



Rys. 4. Porównanie zależności nadciśnienia od zredukowanej odległości otrzymanych ze wzorów (2-4)



Rys. 5. Porównanie zależności impulsu od zredukowanej odległości otrzymanych ze wzorów (2-4) dla m_{TNT} = 1 kg

Stąd
$$\alpha_T = \frac{m_{TNT}}{m_X} = \frac{Q_X}{Q_{TNT}}. \quad (6)$$

Q oznacza efekt cieplny wybuchu jednostki masy materiału wybuchowego. Zazwyczaj przyjmuje się, że jest to ciepło detonacji.

Współczynnik α_T nazywany jest *równoważnikiem trotylowym* danego materiału wybuchowego. Liczbowo równy jest masie trotylu równoważnej energetycznie masie 1 kg danego materiału wybuchowego. Mnożąc masę danego ładunku przez α_T, określamy masę trotylu wytwarzającą falę podmuchową o tych samych charakterystykach. Wielkość tę możemy wykorzystać we wzorach (2-4) do obliczenia nadciśnienia na czole fali podmuchowej lub impulsu w określonej odległości od centrum wybuchu.

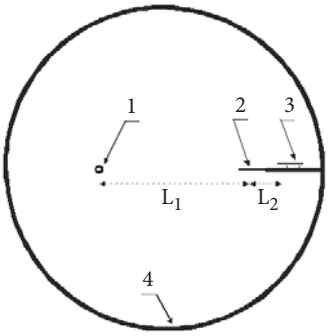
Oszacowane na podstawie wzorów (2-4) wartości maksymalnego nadciśnienia i impulsu dla materiałów wybuchowych innych niż trotyl różnią się znacznie od wartości eksperymentalnych. Różnice te wynikają z faktu, że nie cała energia wybuchu materiału wybuchowego przekazywana jest do powietrza. Część z niej pozostaje w produktach detonacji. Relacja pomiędzy energią przekazaną i pozostałą może być różna dla różnych materiałów wybuchowych. Ponadto rozlotowi produktów detonacji w powietrzu towarzyszy turbulentne mieszanie produktów z powietrzem i ich dopalanie. Ilość dodatkowej energii zależy od bilansu tlenowego materiału wybuchowego. Stąd wynikają różnice w wartościach nadciśnienia czy impulsu. Dlatego wprowadza się również trotylowy ekwiwalent danego materiału wybuchowego wyznaczony na podstawie pomiarów wartości nadciśnienia i impulsu fali podmuchowej w różnych odległościach od centrum wybuchu. Pierwszy z nich nazywa się *równoważnikiem trotylowym danego materiału ze względu na nadciśnienie* α_{Tp}, drugi zaś *równoważnikiem trotylowym ze względu na impuls* α_{TI}. Równoważnik trotylowy ze względu na wielkość nadciśnienia α_{Tp} jest definiowany jako masa ładunku trotylu, efektem jego detonacji jest taka sama wartość nadciśnienia na danej odległości od ładunku, jak po detonacji danego materiału wybuchowego o jednostkowej masie. Tak zdefiniowany równoważnik zależy od odległości na jakiej mierzone jest nadciśnienie. Z reguły podaje się wartość średnią równoważnika. W podobny sposób definiuje się równoważnik trotylowy α_{TI} ze względu na wielkość impulsu.

3. Pomiary ciśnienia w fali podmuchowej

Fala podmuchowa jest głównym czynnikiem rażącym wybuchu w przypadku otwartych improwizowanych urządzeń wybuchowych, tzn. urządzeń charakteryzujących się całkowitym brakiem obudowy lub obudową nie wytwarzającą odłamków (papier, tkanina, taśmy izolacyjne itp.) [1]. Również tzw. konstrukcje zamknięte lekkie, w których zasadniczy ładunek umieszczony jest w obudowie z tworzywa sztucznego, drewna, pojemniku blaszanym lub ceramicznym, generują silną falę

podmuchową. Dzieje się tak, ponieważ z uwagi na niewielką wytrzymałość tego rodzaju materiałów, główna część energii wybuchu zużywana jest na wygenerowanie fali uderzeniowej w powietrzu, a tylko niewielka część wykorzystywana jest do napędzenia fragmentów obudowy. W niniejszej pracy do badań charakterystyk fali podmuchowej wybrano konstrukcje zamknięte lekkie. W ten sposób zapewniono identyczny kształt ładunków badanych materiałów wybuchowych o różnej strukturze i gęstości — odlewanych, prasowanych i sypkich.

Przebiegi ciśnienia w falach podmuchowych generowanych wybuchem improwizowanych ładunków wybuchowych rejestrowano w zamkniętym betonowym bunkrze o objętości ok. 40 m^3. W testach ładunek materiału wybuchowego o masie ok. 200 g umieszczano w cylindrycznej rurze winidurowej o średnicy wewnętrznej 46 mm i grubości ścianki 2 mm. Do zainicjowania procesu detonacji lub wybuchu zastosowano detonator trotylowy o masie 5 g i zapalnik elektryczny typu Erg. Ładunek wieszano na wysokości 1,5 m nad powierzchnią ziemi. Dwa czujniki piezoelektryczne umieszczano w odległościach 2 i 2,5 m od ładunku w sposób zapewniający pomiar parametrów fali padającej, tzn. powierzchnia czynna czujnika była równoległa do kierunku propagacji fali (rys. 6).



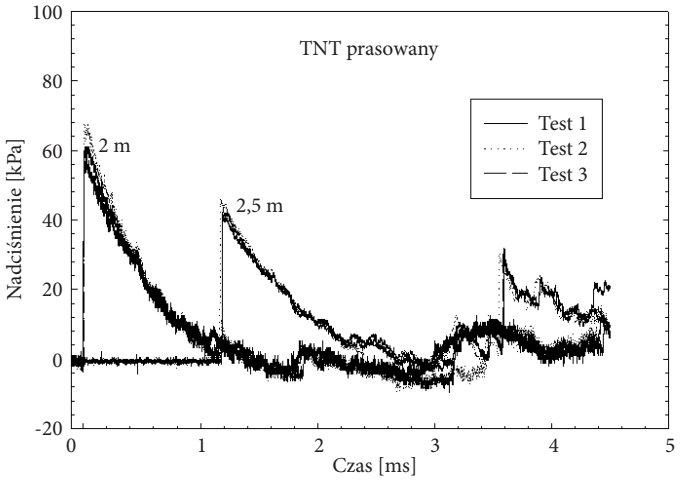
Rys. 6. Układ do pomiaru przebiegu nadciśnienia w fali podmuchowej: 1 — ładunek MW; 2-3 — czujniki ciśnienia; 4 — ściana bunkra; L_1 = 2 m, L_2 = 0,5 m

Na podstawie wyników testów prowadzonych w układach rurowych [2], do badań wytypowano następujące wypełniacze improwizowanych urządzeń wybuchowych:

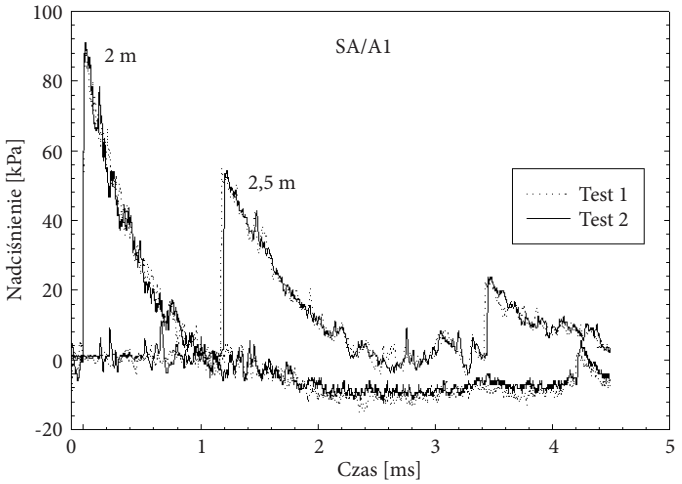
- trotyl odlewany — TNTl (gęstość ρ_0 = 1,60 g/cm^3),
- trotyl łuskowany — TNTł (ρ_0 = 0,83 g/cm^3),
- mieszania trotylu i prochu P4 50/50 — TNT/P4 (ρ_0 = 0,88 g/cm^3),
- mieszania saletry amonowej rolniczej i aluminium 85/15 — AN/Al (ρ_0 = 0,95 g/cm^3),
- mieszania saletry amonowej porowatej i oleju 94/6 — ANFO (ρ_0 = 0,86 g/cm^3).

Wybór rodzaju azotanu amonu w ostatniej mieszaninie był rezultatem analizy wyników badań detonacji ANFO w rurach miedzianych prowadzonych w pracy [2]. Dodatkowo testowano trotyl prasowany (TNTp) o gęstości ρ_0 = 1,59 g/cm^3. Charakterystyki uzyskane dla niego oraz trotylu odlewanego pozwoliły na weryfikację wymienionych wcześniej wzorów na maksymalne nadciśnienie.

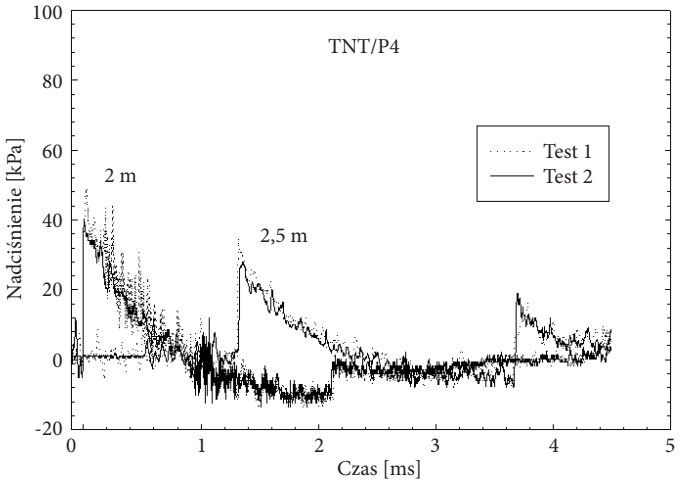
Dla każdego materiału wybuchowego wykonano co najmniej 3 testy. Rejestracja ciśnienia w niektórych próbach zakończyła się niepowodzeniem. Przykładowe przebiegi nadciśnienia pokazano na rysunkach 7-10.



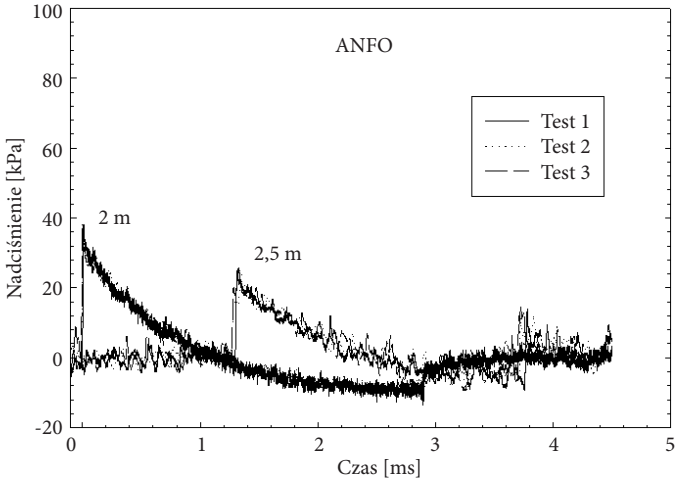
Rys. 7. Profile fal podmuchowych generowanych detonacją ładunków trotylu prasowanego



Rys. 8. Profile fal podmuchowych generowanych detonacją ładunków mieszaniny AN/Al



Rys. 9. Profile fal podmuchowych generowanych wybuchem ładunków mieszaniny TNT/P4



Rys. 10. Profile fal podmuchowych generowanych wybuchem ładunków ANFO

4. Analiza wyników pomiarów

W tabeli 1 przedstawiono wyniki pomiarów charakterystyk fali podmuchowej, maksymalnego nadciśnienia P_s oraz impulsu I_s, dla testowanych kompozycji wybuchowych. Wartości impulsu fali podmuchowej obliczano numerycznie, wykorzystując wzór (1).

Tabela 1

Charakterystyki fal podmuchowych generowanych wybuchem badanych materiałów wybuchowych

Materiał wybuchowy	Odległość r = 2 m		Odległość r = 2,5 m	
	P_s [kPa]	I_s [Pa s]	P_s [kPa]	I_s [Pa s]
TNTl	62,7 ± 3,7	31,1 ± 0,1	44,8 ± 0,6	25,2 ± 0,5
TNTp	61,8 ± 4,3	28,7 ± 1,3	43,4 ± 2,8	23,9 ± 0,6
TNTł	52,7 ± 8,9	25,5 ± 3,4	36,9 ± 5,1	17,9 ± 0,5
AN/Al	86,6 ± 2,8	33,3 ± 0,3	54,3 ± 1,1	26,7 ± 0,6
TNT/P4	44,6 ± 6,0	14,9 ± 1,6	31,3 ± 4,9	12,1 ± 1,5
ANFO	37,9 ± 1,1	14,3 ± 0,4	25,0 ± 0,7	10,9 ± 0,7

W tabeli 2 porównano zmierzone parametry fal podmuchowych wytworzone detonacją ładunków trotylu lanego i prasowanego z wartościami prognozowanymi za pomocą wzorów (2)-(4). Dodatkowo wykorzystano dane eksperymentalne prezentowane w pracy [8], w której mierzono, między innymi, przebieg ciśnienia w fali podmuchowej po wybuchu ładunku 288 g trotylu. Z porównania prezentowanego w tabeli 2 jednoznacznie wynika, że najlepszą zgodność parametrów obliczonych i zmierzonych uzyskuje się w przypadku zastosowania wzoru (4), otrzymanego z aproksymacji danych zawartych w raporcie AASTP-4.

Tabela 2

Zmierzone i obliczone, według wzorów (2)-(4), charakterystyki fal podmuchowych generowanych wybuchem ładunku trotylu odlewanego TNTl i prasowanego TNTp

Źródło	Odległość r = 2 m		Odległość r = 2,5 m		Odległość r = 2,0 m [8]	
	P_s [kPa]	I_s [Pa s]	P_s [kPa]	I_s [Pa s]	P_s [kPa]	I_s [Pa s]
TNTl (eksp)	62,7 ± 3,7	31,1 ± 0,1	44,8 ± 0,6	25,2 ± 0,5	—	—
TNTp (eksp)	61,8 ± 4,3	28,7 ± 1,3	43,4 ± 2,8	23,9 ± 0,6	83,0 ± 3,7	38,9 ± 0,2
Sadowski	59,1	57,0	39,3	45,6	74,8	72,7
Henrych	61,0	74,3	41,0	($Z > 3$)	76,3	108,8
AASTP-4	**63,7**	**34,5**	**42,5**	**27,9**	80,2	43,8

Wyniki pomiarów przebiegu nadciśnienia umożliwiają obliczenie trotylowych równoważników badanych kompozycji wybuchowych, czyli wyznaczenie masy trotylu, którego detonacja generuje falę podmuchową o tej samej amplitudzie lub

impulsie, co jednostka masy testowanej kompozycji. Jeśli założymy, że w badanym przedziale masy ładunku maksymalne nadciśnienie jest liniową funkcją masy materiału wybuchowego, to równoważnik trotylowy ze względu na nadciśnienie dla danego materiału X możemy obliczyć ze wzoru:

$$\alpha_{\mathrm{Tp}} = \frac{(P_{\mathrm{s}})_{\mathrm{X}}}{(P_{\mathrm{s}})_{\mathrm{TNT}}}. \tag{7}$$

Nadciśnienie P_{s} generowane jest przez ładunki danego materiału wybuchowego i trotylu o tej samej masie i mierzone w tej samej odległości od miejsca detonacji. W podobny sposób można oszacować równoważnik trotylowy ze względu na impuls:

$$\alpha_{\mathrm{TI}} = \frac{(I_{\mathrm{s}})_{\mathrm{X}}}{(I_{\mathrm{s}})_{\mathrm{TNT}}}. \tag{8}$$

W tabeli 3 zebrano wartości równoważników α_{Tp} i α_{TI} dla testowanych materiałów wybuchowych. Jako materiał odniesienia przyjęto trotyl lany. Dla porównania w tabeli umieszczono również wartości teoretyczne energetycznego równoważnika trotylowego α_{T} — wzór (3). Jako ciepło detonacji Q dla badanych materiałów wybuchowych przyjęto energię detonacji E_{d}, obliczoną za pomocą kodu do obliczeń termochemicznych CHEETAH [9]. Energia detonacji obliczona jest na podstawie izentropy rozprężania produktów detonacji ze stanu w punkcie Chapmana-Jougueta do ciśnienia atmosferycznego. Założono pełną aktywność chemiczną składników mieszanin wybuchowych w strefie reakcji chemicznych fali detonacyjnej. Uzyskano następujące wartości energii detonacji: TNTl — 4519 J/g, TNTp — 4508 J/g, TNTł — 3698 J/g, AN/Al — 5995 J/g, TNT/P4 — 3670 J/g, ANFO — 4113 J/g.

Tabela 3

Współczynniki trotylowe badanych kompozycji wybuchowych

Materiał wybuchowy	α_{T}	Odległość r = 2 m		Odległość r = 2,5 m		Średnia wartość	
		α_{Tp}	α_{TI}	α_{Tp}	α_{TI}	α_{Tp}	α_{TI}
TNTp	1	0,99	0,93	0,97	0,95	0,98	0,94
TNTł	0,82	0,84	0,83	0,82	0,78	0,83	0,81
AN/Al	1,33	1,38	1,16	1,25	1,14	1,32	1,15
TNT/P4	0,81	0,72	0,52	0,72	0,50	0,72	0,51
ANFO	0,91	0,61	0,50	0,58	0,46	0,60	0,48

Równoważniki trotylowe umożliwiają porównanie tzw. zdolności podmuchowej różnych materiałów wybuchowych. Im wyższe są wartości równoważników trotylowych danego materiału, tym wyższe parametry fali podmuchowej generowanej po jego wybuchu. Największymi wartościami współczynników trotylowych charakteryzuje się mieszanina azotanu amonu z proszkiem aluminiowym. Generowana przez ładunki tej mieszaniny fala podmuchowa ma zdecydowanie wyższe charakterystyki niż fala wytworzona po detonacji trotylu w każdej postaci (trotylu odlewanego, prasowanego czy w postaci ładunku o gęstości usypowej). Parametry fali podmuchowej dla mieszanin TNT/P4 i ANFO są z kolei mniejsze od parametrów otrzymanych dla trotylu. Ponadto dla tych mieszanin równoważniki trotylowe obliczone na podstawie zmierzonych amplitud i impulsów fal podmuchowych są znacznie mniejsze niż współczynniki oszacowane z teoretycznej energii detonacji. Dla oceny skutków oddziaływania fali podmuchowej na konstrukcje i ludzi po wybuchu tych materiałów powinny być brane pod uwagę te pierwsze równoważniki.

Podziękowania

Autorzy dziękują dr. inż. Józefowi Paszuli za pomoc w rejestracji przebiegów nadciśnienia.
Praca naukowa finansowana ze środków na naukę w latach 2008-2009 jako projekt badawczy nr 0011/B/T00/2008/34.

Artykuł wpłynął do redakcji 22.09.2008 r. Zweryfikowaną wersję po recenzji otrzymano w październiku 2008 r.

LITERATURA

[1] R. Steckiewicz, W. A. Trzciński, *Samodziałowe urządzenia wybuchowe*, Biul. WAT, 54, 5-6, 2005, 149-162.

[2] R. Steckiewicz, W. A. Trzciński, *Badanie reakcji na bodziec inicjujący oraz wyznaczenie zdolności miotających wypełnień improwizowanych urządzeń wybuchowych*, Biul. WAT, 56, 4, 2007, 223-242.

[3] S. Cudziło, A. Maranda, J. Nowaczewski, R. Trębiński, W. A. Trzciński, *Wojskowe Materiały Wybuchowe*, Częstochowa, 2000.

[4] M. A. Sadowsky, *Mechaniczeskoje diejstwie wozdusznych udarnych woln wzrywa po dannym eksperimentalnych issedowanij*, Fizika wzrywa, no. 1, Moskwa, 1952.

[5] J. Henrych, *The dynamics of explosion and its use*, Academia, Prague, 1979.

[6] M. A. Hopkins-Brown, A. Bailey, *AASTP-4 Chapter 2 (Explosion Effects) Part 1 (Blast)*, Royal Military College of Science, Cranfield University, 1998.

[7] R. G. Sachs, *The dependence of blast on ambient pressure and temperature*, BRL Report 466, Aberdeen Proving Ground, MD, 1944.

[8] W. A. Trzciński, S. Cudziło, J. Paszula, *Studies of free field and confined explosions of aluminium enriched RDX compositions*, Propellants, Explosives, Pyrotechnics, 32, 6, 2007, 502-508.

[9] L. E. Fried, *CHEETAH 1.39 — User's manual*, LLNL, 1996.

A. STECKIEWICZ, W. A. TRZCIŃSKI

Investigation of blast wave characteristics produced by improvised explosive charges

Abstract. In the work, characteristics of blast waves produced by detonation of non-ideal explosive mixtures were measured and estimated theoretically. These mixtures are possible fillings in improvised explosive devices. After determination of the parameters of blast waves, TNT equivalencies were calculated for the explosives tested. Equations commonly used for the estimation of the blast parameters were verified by applying the data obtained for TNT charges in this work and in other experiments performed at the Department of Explosives of the Military University of Technology.
Keywords: improvised explosive devises, non-ideal explosives, blast waves, explosive charges
Universal Decimal Classification: 662.1/.4

Biuletyn WAT
Vol. LVIII, Nr 2, 2009

Badanie charakterystyk fal podmuchowych generowanych przez ładunki warstwowe

KATARZYNA GĄSIOR, WALDEMAR A. TRZCIŃSKI

Wojskowa Akademia Techniczna, Wydział Nowych Technologii i Chemii,
Instytut Chemii, 00-908 Warszawa, ul. S. Kaliskiego 2

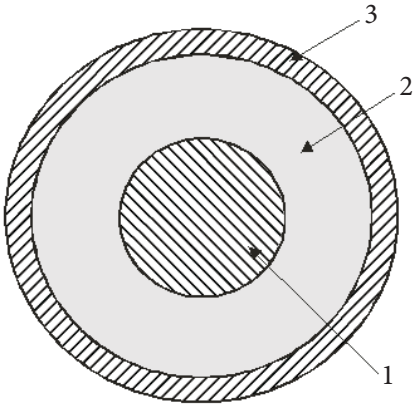
Streszczenie. W pracy zbadano wybuch cylindrycznych, warstwowych ładunków heksogen flegmatyzowany — mieszanina azotanu amonu z proszkiem aluminium. Zastosowano technikę rentgenografii impulsowej do rejestracji układu falowego w czasie detonacji ładunków wewnętrznych. Przebiegi ciśnienia w fali podmuchowej i czas świecenia obłoku produktów wybuchu rejestrowano w bunkrach różniących się wielkością i stopniem ich otwarcia (stosunkiem powierzchni otworów do całkowitej powierzchni bunkra). Porównano amplitudy i impulsy nadciśnienia w fali padającej oraz impulsy całkowite nadciśnienia zarejestrowanego w określonym przedziale czasowym. Uzyskane wyniki mogą być wykorzystane w procesie projektowania termobarycznych ładunków warstwowych.
Słowa kluczowe: termobaryczne materiały wybuchowe, materiały wybuchowe o podwyższonych zdolnościach podmuchowych, charakterystyki fal podmuchowych
Symbole UKD: 662.1/.4

1. Wstęp

Materiały wybuchowe termobaryczne i o podwyższonej zdolności podmuchowej są to najczęściej klasyczne materiały wybuchowe wzbogacone w paliwo, którego spalanie w tlenie z powietrza wzmacnia charakterystyki fal podmuchowych. Zdolność do podwyższenia parametrów podmuchowych jest w pierwszej kolejności osiągana przez dodanie do kompozycji wybuchowej proszków metali, takich jak magnez czy aluminium. Oddzielną grupę materiałów o podwyższonych parametrach podmuchowych stanowią kompozytowe i warstwowe materiały wybuchowe. Materiały kompozytowe składają się z wybuchowej osnowy i dużych,

makroskopowych wtrąceń niewybuchowych, zaś w warstwowych materiałach składniki te występują w postaci cylindrycznych warstw.

W patentach [1-2] zastrzeżeniem patentowym objęto metalizowane kompozycje zawierające lepiszcze, reaktywny metal i utleniacz oraz opcjonalnie plastyfikator i katalizator. Opatentowano również ładunki materiału wybuchowego paliwo stałe–powietrze (*SFAE — Solid Fuel–Air Explosive*) o konstrukcji pierścieniowej. Typowy ładunek składa się z cylindrycznej warstwy (powłoki) zbudowanej ze SFAE otaczającej cylindryczny ładunek kruszącego materiału wybuchowego (rys. 1). Ładunek wybuchowy SFAE może składać się również z mieszaniny reaktywnego metalu lub metalizowanej kompozycji z materiałem wybuchowym.



Rys. 1. Konstrukcja cylindrycznego ładunku materiału wybuchowego paliwo stałe-powietrze (*SFAE*): 1 — kruszący materiał wybuchowy; 2 — metalizowana kompozycja; 3 — metalowa obudowa

Metalizowana kompozycja może być wytwarzana na dwa sposoby. W pierwszym z nich proszek metalu pokrywany jest polimerem i prasowany. Tak wytworzona kompozycja może być stosowana w głowicach bojowych razem z cylindrycznym ładunkiem materiału wybuchowego typu PBX zawierającego oktogen (HMX), heksogen (RDX) lub heksanitroheksaazaizowurtzitan (CL-20). Drugi rodzaj metalizowanej kompozycji wytwarza się w procesie mieszania, odlewania i utwardzania proszku metalu lub proszku metalu i utleniacza z materiałem wybuchowym w celu wytworzenia materiału typu PBX. Jedna z opatentowanych w [1] kompozycji metalizowanych może składać się z ok. 60-96% wag. proszku reaktywnego metalu, 4-10% lepiszcza i 0-36% utleniacza.

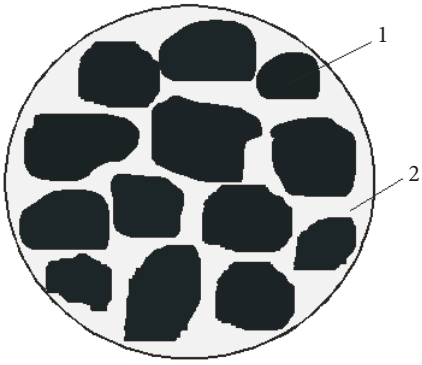
Kompozycje wybuchowe, w zależności od składu i geometrii ładunku, mogą mieć nowe właściwości wybuchowe:

a) charakteryzują się podwyższonym efektem cieplnym wybuchu spowodowanym intensywnym spalaniem metalicznego paliwa i są zdolne do

podtrzymywania wysokiego nadciśnienia w długim czasie w zamkniętej objętości zawierającej ograniczoną ilość tlenu,

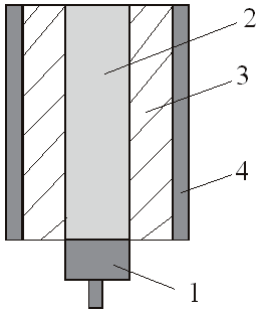
b) są zdolne do wytworzenia względnie wysokiego nadciśnienia (30-60 psi) trwającego dłużej niż 50 ms w środowisku charakteryzującym się szybkim spadkiem temperatury, na przykład w trakcie adiabatycznego chłodzenia produktów reakcji po wybuchu swobodnym nad powierzchnią ziemi,
c) są materiałami wybuchowymi o podwyższonej reaktywności, podwyższonym efekcie termicznym i obniżonej temperaturze zapłonu,
d) są materiałami termobarycznymi, które charakteryzują się o 100% wyższą energią fali podmuchowej w porównaniu do takich kompozycji, jak tritonal (trotyl/aluminium 80/20).

Przedmiotem zastrzeżenia w patencie [3] są stałe kompozycje wybuchowe, które poddane działaniu słabej fali uderzeniowej, zamiast detonować, ulegają fragmentacji i spalają się, zaś w przypadku obciążenia silną falą uderzeniową w pełni detonują. Proponowane w patencie wysokoenergetyczne kompozycje, spełniające takie warunki, składają się z makroskopowych cząstek, które same w sobie są niewrażliwą kompozycją wybuchową, zawierającą mieszaninę mikroskopowych cząstek materiału wybuchowego, metalicznego paliwa i lepiszcza (rys. 2).



Rys. 2. Kompozycja wybuchowa: 1 — niewrażliwy składnik kompozycji; 2 — materiał bazowy (materiał wybuchowy lub lepiszcze)

Obiektem zastrzeżenia patentowego są również ładunki bojowe zawierające fragmentujące się kompozycje, w szczególności ładunki termobaryczne. Jeden z nich pokazany jest na rysunku 3. Cylindryczny ładunek materiału wybuchowego (2) generuje po detonacji słabą falę uderzeniową w warstwie cylindrycznej (3), składającej się z kompozycji wybuchowej pokazanej na rysunku 2. Słaba fala uderzeniowa zapala i rozprasza makrocząstki kompozycji (3). Rozproszone cząstki spalają się w powietrzu podgrzanym przez falę uderzeniową, na skutek czego dodatkowa energia wzmacnia propagująca się falę podmuchową.



Rys. 3. Ładunek termobaryczny: 1 — detonator; 2 — cylindryczny ładunek materiału wybuchowego; 3 — fragmentująca kompozycja wybuchowa; 4 — metalowa obudowa

Z analizy danych zawartych w patentach [1-3] wynika, że ważnym składnikiem kompozycji wybuchowych jest utleniacz. Jako przykłady utleniaczy wymienione są: nadchloran amonu, sól amonowa dinitroaminy, azotan amonu czy azotan baru. Wiadomo, że podstawowym utleniaczem w górniczych materiałach wybuchowych jest azotan amonu (saletra amonowa — SA). Brakuje danych odnośnie do jego zastosowania w termobarycznych kompozycjach wybuchowych. W pracy [4] zbadano charakterystyki fal podmuchowych generowanych przez ładunki zawierające mieszaninę SA z proszkami aluminium. Zastosowano aluminium płatkowane oraz proszek aluminiowy w ilości 10 i 40% wag. Stwierdzono, że o ile amplituda fal podmuchowych zmierzona dla ładunków SA/Al jest niższa od amplitudy fali wytwarzanej detonacją ładunku heksogenu flegmatyzowanego o tej samej masie, o tyle całkowite impulsy ciśnienia są porównywalne, a nawet większe.

W prezentowanej pracy podjęto próbę oceny możliwości użycia SA jako utleniacza w kompozytowej mieszaninie wybuchowej zastosowanej w cylindrycznym ładunku warstwowym. Zbadano proces detonacji takich ładunków, wyznaczono charakterystyki generowanych fal podmuchowych oraz czas świecenia obłoku reagujących produktów wybuchu.

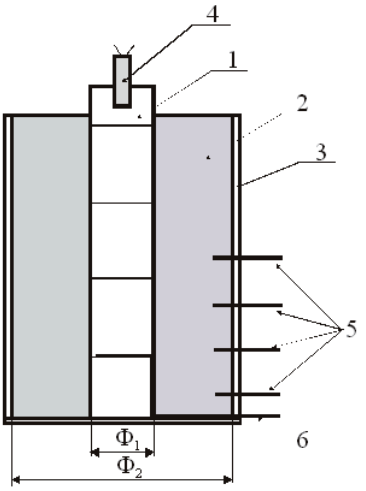
2. Eksperyment

2.1. Układy badawcze

Mieszanina azotanu amonu (NH_4NO_3) i glinu (Al) jest zrównoważona ze względu na ilość tlenu niezbędną do pełnego spalenia glinu i wodoru, jeśli stosunek wagowy SA/Al wynosi ~82/18. W przypadku gdy utlenia się tylko glin, ten stosunek w przybliżeniu wynosi 60/40. W mieszaninach termobarycznych zawartość utleniacza powinna być minimalna, a paliwo powinno w stopniu maksymalnym

spalać się w tlenie z powietrza. W celach poznawczych do badań wytypowano mieszaniny zawierające 25, 50 i 75% saletry amonowej, a więc odpowiednio mieszaninę o zdecydowanie ujemnym bilansie tlenowym oraz mieszaniny zbliżone do wyżej wymienionych mieszanin.

Schemat badanych ładunków cylindrycznych pokazano na rysunku 4. Wewnętrzny walec o średnicy Φ_1 = 16 lub 25 mm składał się ze sklejonych wyprasek heksogenu flegmatyzowanego (RDX_{fl}) o gęstości 1,67-1,68 g/cm^3. Masa heksogenu wynosiła ok. 44 g i ok. 109 g odpowiednio dla mniejszej i większej średnicy walca. Detonację ładunku heksogenowego inicjowano za pomocą standardowego zapalnika elektrycznego. Zewnętrzny ładunek stanowiła mieszanina azotanu amonu (saletra amonowa — SA) i proszku aluminium o gęstości usypowej uzależnionej od jej składu. Dla stosunku masowego 25/75 SA/Al gęstość usypowa wynosiła 1,25 g/cm^3, dla stosunku 50/50 1,14 g/cm^3, a dla 75/25 1,07 g/cm^3. Średnica zewnętrzna Φ_2 ładunku wynosiła 62 mm. Zastosowano krystaliczny azotan amonu o rozmiarze cząstek poniżej 0,8 mm oraz proszek aluminium o wymiarze cząstek poniżej 75 μm (przesiewany przez sito 200 MESH) i zawartości 99% glinu. Mieszaninę przygotowywano przez długotrwałe mieszanie. Cały ładunek znajdował się w rurce papierowej o grubości 4 mm.



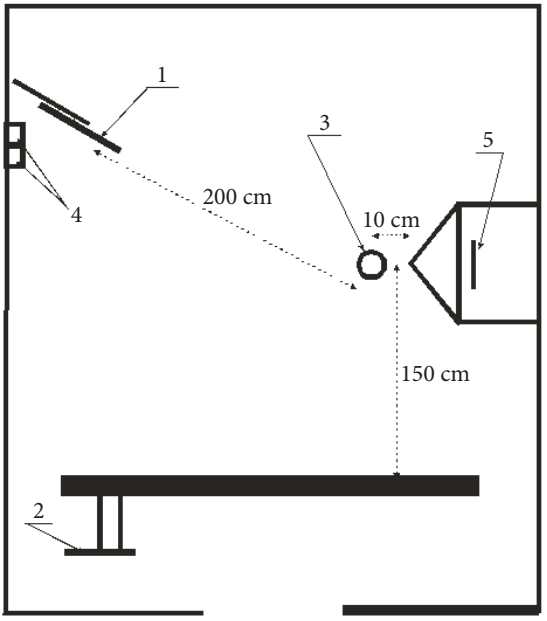
Rys. 4. Schemat badanego ładunku warstwowego: 1 — heksogen flegmatyzowany; 2 — mieszanina SA/Al; 3 — rurka papierowa o grubości 3 mm; 4 — zapalnik; 5 — czujniki do pomiaru prędkości propagacji fali; 6 — czujnik wyzwalający promiennik: Φ_1 — średnica ładunku wewnętrznego (16 lub 25 mm), Φ_2 — średnica wewnętrzna rurki papierowej

Badania prowadzono w małym i dużym bunkrze, których schematy oraz położenie ładunków i czujników pomiarowych pokazano na rysunkach 5-6. Bunkier duży ma objętość ok. 40 m^3, posiada w górnej części 4 małe otwory każdy o powierzchni ok. 0,05 m^2, i otwór wejściowy o powierzchni ok. 1,3 m^2. Bunkier

mały jest obiektem częściowo otwartym o objętości ok. 25 m^3. Górnym zamknięciem bunkra jest ażurowa osłona przeciwodłamkowa (metalowe belki przesunięte względem siebie). Dwa otwory wejściowe do bunkra mają powierzchnię ok. 1,75 m^2 każdy. Ładunki w dużym bunkrze podwieszano na wysokości 1,8 m nad ziemią, zaś w małym na wysokości 1,3 m.

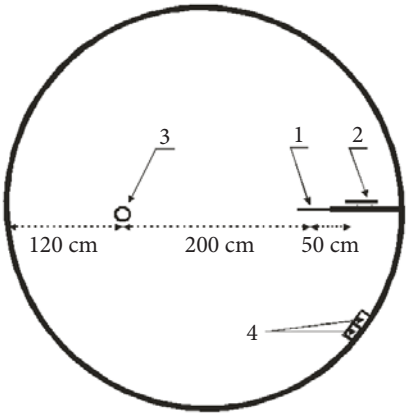
Do rejestracji frontów falowych zastosowano technikę rentgenografii impulsowej. Źródło promieniowania X wyzwalano w momencie dotarcia fali detonacyjnej do czujnika zwarciowego 6 (rys. 4). W części zewnętrznej ładunków umieszczono również czujniki zwarciowe 5 do pomiaru prędkości propagacji frontu falowego (odległe od siebie o 20 mm).

Przebieg ciśnienia w fali podmuchowej mierzono, wykorzystując czujniki piezoelektryczne PCB. Czujniki umieszczono w taki sposób, aby rejestrowany był początkowy profil ciśnienia w fali padającej (powierzchnia czujnika była równoległa do kierunku propagacji fali). W przypadku czujnika 2 w małym bunkrze (umieszczonego za rogiem ściany) takie usytuowanie czujnika było niemożliwe, ponieważ fala odbijała się od ścian chodnika pod różnym kątem. Do pomiaru czasu świecenia obłoku produktów wybuchu zastosowano dwa rodzaje fotodiod. Sygnał z pierwszej z nich (o symbolu OPT101) był proporcjonalny do intensyw-



Rys. 5. Schemat małego bunkra z elementami pomiarowymi: 1 — czujnik ciśnienia w odległości 2 m od ładunku; 2 — czujnik ciśnienia „za rogiem"; 3 — badany ładunek wybuchowy; 4 — fotodiody; 5 — płyta z kliszą

ności światła. W przypadku drugiej diody (BPDP35), w przybliżeniu stały sygnał pojawiał się, gdy natężenia światła przekraczało pewien poziom.



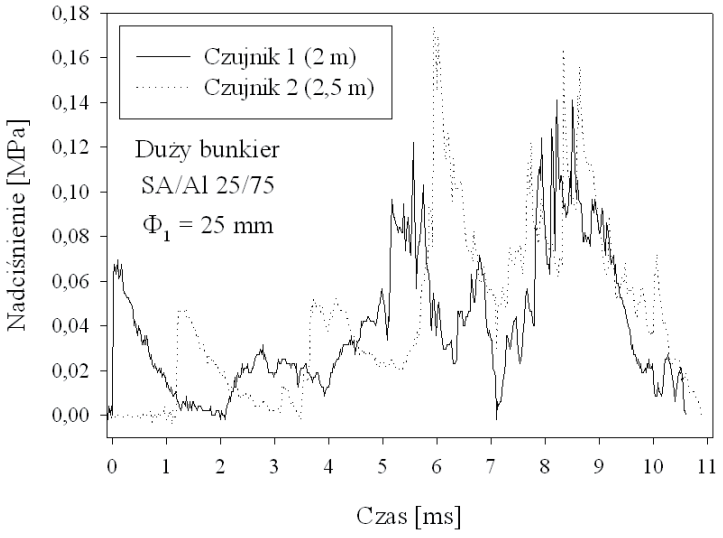
Rys. 6. Schemat dużego bunkra z elementami pomiarowymi: 1, 2 — czujniki ciśnienia odpowiednio w odległości 2 i 2,5 m od ładunku, 3 — badany ładunek wybuchowy, 4 — fotodiody

2.2. Przykładowe wyniki pomiarów

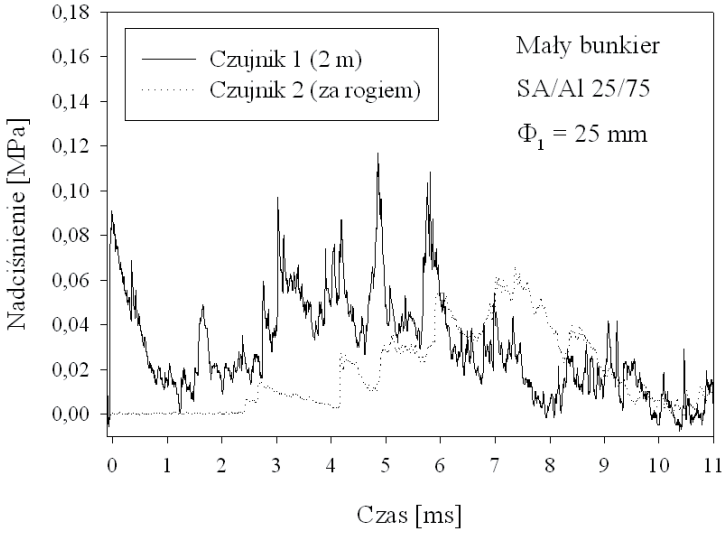
Przykładowe zdjęcie rentgenowskie wybuchającego ładunku pokazano na rysunku 7. Na zdjęciu widoczny jest front fali detonacyjnej w wewnętrznym ładunku heksogenowym, fronty fali uderzeniowej w zewnętrznym ładunku z mieszaniny SA/Al oraz granica kontaktowa między produktami detonacji heksogenu i mieszaniną.

Rys. 7. Zdjęcie rentgenowskie detonującego ładunku warstwowego: RDX_{fl} (Φ = 25 mm) i mieszanina SA/Al 25/75

Na rysunkach 8 i 9 pokazano przebiegi ciśnienia zarejestrowane odpowiednio w dużym i małym bunkrze. W przypadku obu czujników w dużym bunkrze oraz czujnika 1 w małym bunkrze rejestrowano praktycznie cały profil fali padającej.



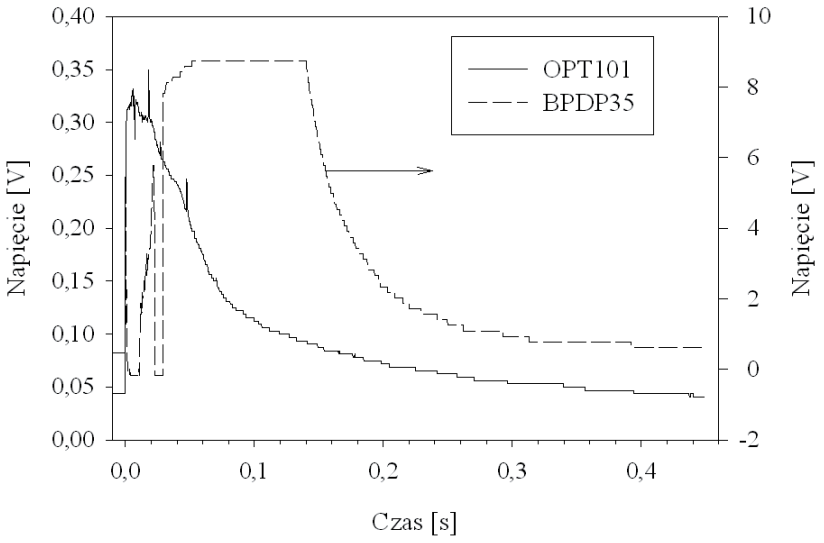
Rys. 8. Przebieg ciśnienia w fali podmuchowej generowanej w dużym bunkrze po wybuchu ładunku warstwowego: RDX_{fl} (Φ = 25 mm) i mieszanina SA/Al 25/75



Rys. 9. Przebieg ciśnienia w fali podmuchowej generowanej w małym bunkrze po wybuchu ładunku warstwowego: RDX_{fl} (Φ = 25 mm) i mieszanina SA/Al 25/75

Po czasie 1,5-2 ms profil ten zaburzały fale odbite od ścian bunkra lub od obiektów znajdującym się w nim.

Na rysunku 10 przedstawiono przykładowe przebiegi sygnałów z diod.

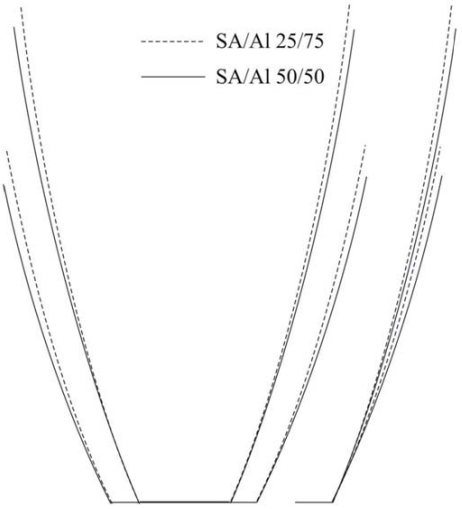


Rys. 10. Przebieg sygnałów z diod po wybuchu w małym bunkrze ładunku warstwowego: RDX_{fl} (Φ = 25 mm) i mieszanina SA/Al 25/75

3. Analiza wyników

Badanie kształtu frontów falowych w warstwowych ładunkach ograniczono do mieszanin zawierających saletrę amonową i proszek aluminium w stosunku 25/75 i 50/50. Na rysunku 11 porównano kształt frontów falowych w badanych mieszaninach SA/Al zarejestrowanych za pomocą rentgenografii impulsowej dla dwóch różnych ładunków heksogenowych. Różnice między profilami dla składów 25/75 i 50/50 dla tej samej średnicy ładunku RDX_{fl} są niewielkie, co oznacza, że parametry ośrodka na froncie falowym w obu przypadkach są zbliżone. Nieznaczny wpływ na przesunięcie się krzywizny frontu miała średnica ładunku RDX_{fl}.

Wyniki prezentowane na rysunku 11 wykazują bardzo duże podobieństwo do profilów frontu fali uderzeniowej zarejestrowanych w cylindrycznej warstwie wody w tzw. teście wodnym [5]. W teście tym bada się położenie frontu fali uderzeniowej generowanej w wodzie po detonacji cylindrycznego ładunku wykonane z badanego materiału wybuchowego. Kształt profilu falowego obserwowany w badanych warstwach mieszanin SA/Al jest niemal identyczny z uzyskanymi frontami uderzeniowymi w otoczce wodnej. Oznacza to, że w mieszaninach SA/Al propagują się raczej



Rys. 11. Profile frontów falowych w ładunkach warstwowych dla dwóch średnic ładunków heksogenu flegmatyzowanego (po prawej stronie fronty przesunięte w celach porównawczych)

fale uderzeniowe, a nie fale wybuchowe. Wprawdzie mieszaniny te charakteryzują się znacznie niższą prędkością detonacji niż flegmatyzowany heksogen (eksperymentalna prędkość detonacji heksogenu flegmatyzowanego wynosi ok. 8300 m/s, obliczona za pomocą kodu CHEETAH [6] teoretyczna prędkość detonacji dla mieszaniny SA/Al 50/50 o gęstości 1,07 g/cm^3 wynosi 5900 m/s, zaś dla mieszaniny SA/Al 25/75 o gęstości 1,14 g/cm^3 — 5195 m/s), to jednak w przypadku detonacji kąt nachylenia frontu fali w stosunku do osi symetrii układu byłby znacznie większy. Wniosek ten potwierdzają wyniki pomiaru prędkości detonacji mieszanin pyłu aluminiowego o różnym rozdrobnieniu z azotanem amonu przedstawione w pracy [7]. Stacjonarny proces detonacji w ładunkach cylindrycznych obserwowany był tylko do ok. 42% zawartości aluminium w mieszaninie.

Z badań wykonanych za pomocą rentgenografii impulsowej wynika ważny wniosek odnośnie do kierunku rozpraszania ładunku zewnętrznego. Duże zakrzywienie frontu falowego w mieszaninie SA/Al pozwala przyjąć tezę, że mieszanina jest rozrzucana w zasadzie w kierunku promieniowym. Fakt ten ma istotne znaczenie dla procesów mieszania cząstek aluminium i saletry amonowej z powietrzem i ich spalania.

Pomiar prędkości propagacji fali w mieszaninach realizowany za pomocą równo oddalonych od siebie trzech czujników zwarciowych, umieszczonych w ładunku na głębokości 10 mm okazał się być pomiarem wysoce niemiarodajnym. Obliczone na podstawie wartości czasów zwierania czujników pomiarowych prędkości frontu falowego w mieszaninach SA/Al są dosyć przypadkowe i zmieniają się od 5000 do

50 000 m/s. Są co najmniej trzy przyczyny tak dużego rozrzutu wartości prędkości frontu wzdłuż ładunku. Po pierwsze, z powodu zakrzywienia (rys. 11) front falowy dociera do czujników pod różnym kątem. Drugą przyczyną jest niedoskonałość zastosowanej metody pomiarowej. Dokładne określenie głębokości umieszczenia czujników zwarciowych w ładunku było trudne do weryfikacji. Ponadto front fali przechodzący przez czujnik pod różnym kątem mógł go zwierać na różnych głębokościach, co w niektórych testach prowadziło do zwarcia czujników pierwszego i trzeciego, a na końcu środkowego.

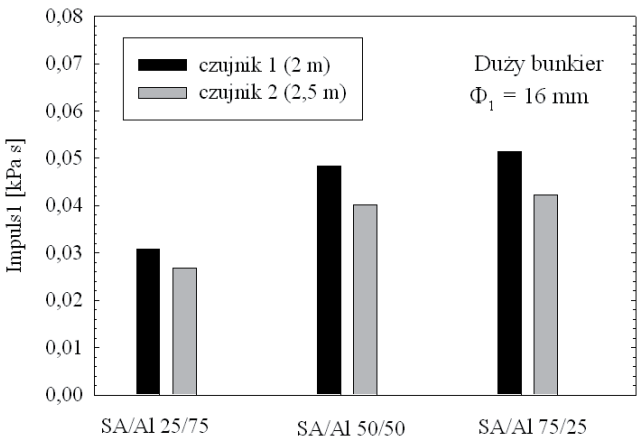
Pomiary przebiegu nadciśnienia po wybuchu ładunku umożliwiły wyznaczenie charakterystyk fal podmuchowych generowanych przez ładunki warstwowe. Tymi charakterystykami są amplituda fali padającej oraz impuls całkowity określony w sposób następujący:

$$I = \int_0^{\tau} \Delta p(t)dt, \tag{1}$$

gdzie τ jest czasem trwania fazy dodatniej padającej fali podmuchowej.

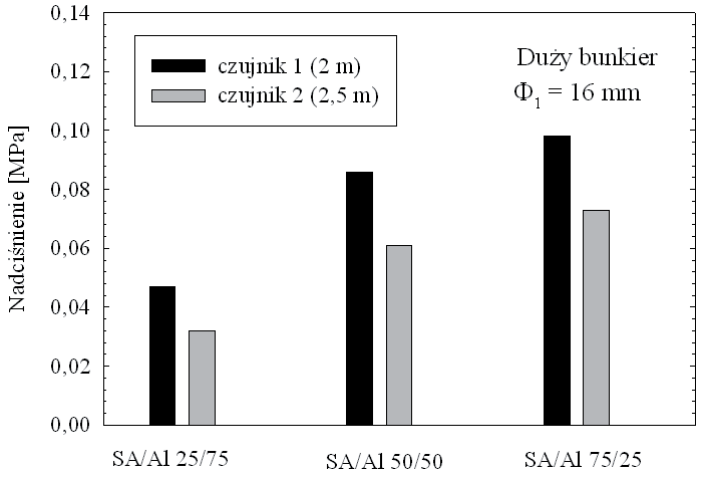
Na rysunkach 12-15 przedstawiono wartości pierwszego impulsu całkowitego oraz amplitudy padającej fali podmuchowej w dużym bunkrze. Na rysunkach 14-15 dodano dla porównania wartości tych parametrów uzyskane dla prasowanej mieszaniny heksogenu flegmatyzowanego i mieszaniny SA/Al 50/50 o masie składników odpowiadającej ładunkowi warstwowemu.

Z danych przedstawionych na rysunkach 12-13 wynika, że wartości charakterystyk fali padającej otrzymane dla składu SA/Al 25/75, w szczególności amplituda fali podmuchowej, są zdecydowanie mniejsze niż dla pozostałych składów. Tymczasem

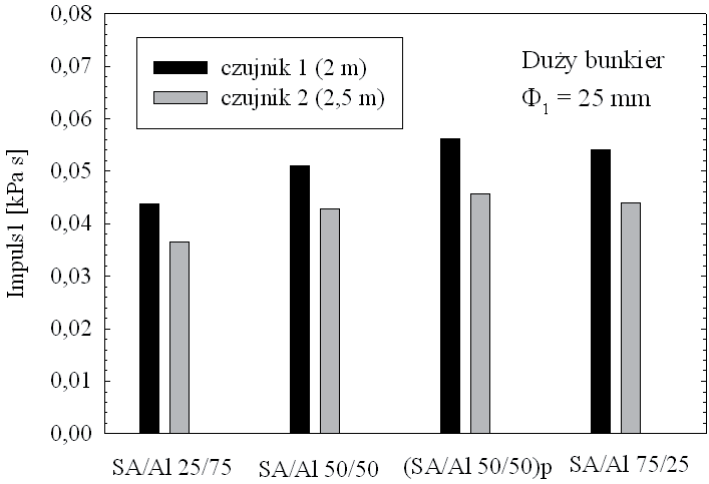


Rys. 12. Wartości pierwszego impulsu padającej fali podmuchowej po wybuchu w dużym bunkrze dla ładunków wewnętrznych o średnicy 16 mm

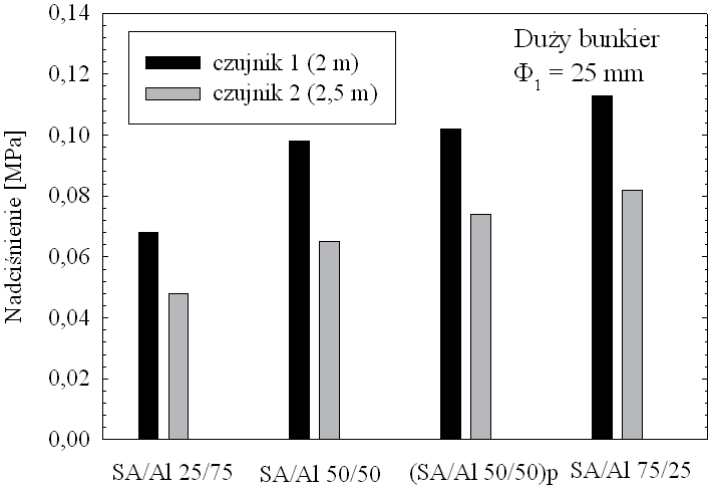
mieszanina o takim składzie byłaby najbardziej interesującym składnikiem materiału termobarycznego ze względu możliwość wykorzystania tlenu z powietrza do spalenia nadmiarowego paliwa. Wartości parametrów fali padającej dla pozostałych składów są do siebie zbliżone, co oznacza, że początkowy stopień utlenienia glinu w produktach rozkładu azotanu amonu w ładunkach zawierających mieszaniny SA/Al 50/50 i 75/25 jest podobny.



Rys. 13. Wartości amplitudy padającej fali podmuchowej po wybuchu w dużym bunkrze dla ładunków wewnętrznych o średnicy 16 mm



Rys. 14. Wartości pierwszego impulsu padającej fali podmuchowej po wybuchu w dużym bunkrze dla ładunków wewnętrznych o średnicy 25 mm

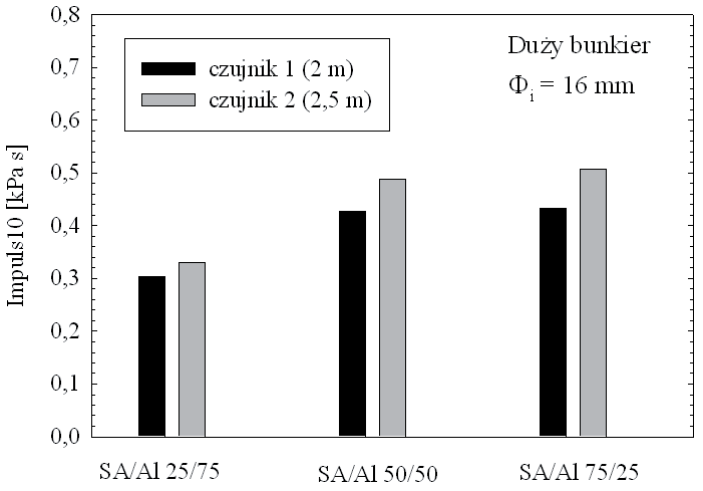


Rys. 15. Wartości amplitudy padającej fali podmuchowej po wybuchu w dużym bunkrze dla ładunków wewnętrznych o średnicy 25 mm

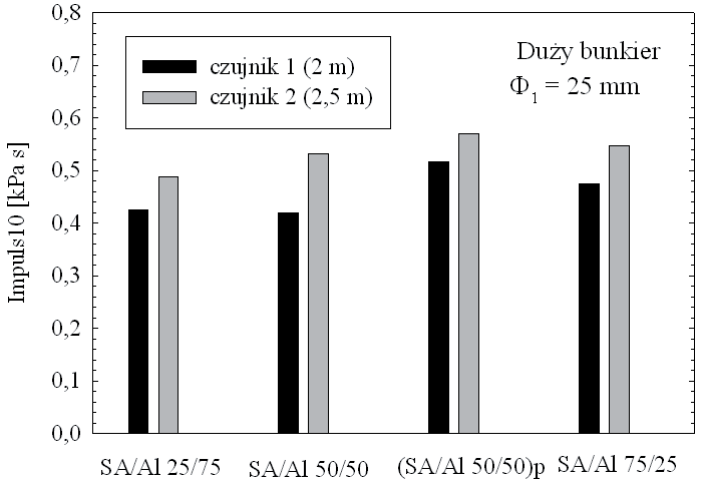
Zastosowanie ładunków heksogenu flegmatyzowanego o większej średnicy i o ponaddwukrotnie większej masie tylko nieznacznie zwiększyło parametry padającej fali podmuchowej (rys. 12-15). Wzrost wartości impulsu i amplitudy jest największy dla składu SA/Al 25/75. Wyniki uzyskane dla prasowanego, jednorodnego ładunku mieszaniny SA/Al 50/50 i heksogenu flegmatyzowanego są zbliżone do tych otrzymanych dla ładunku warstwowego o identycznym składzie. Fakt ten potwierdza wcześniejszy wniosek o spalaniu glinu i produktów wybuchu w początkowej fazie ich rozlotu.

Na rysunkach 16 i 17 przedstawiono wartości impulsów ciśnienia w dużym bunkrze obliczonych dla czasu t = 10 ms. W tym czasie do czujników docierały kolejne fale podmuchowe odbite od ścian bunkra (rys. 8). Propagacja fal odbitych sprzyjała procesom turbulentnego mieszania produktów wybuchu z powietrzem i utleniania zawartego w nich paliwa. Różnice pomiędzy wartościami tak określonego impulsu nadciśnienia dla danej średnicy ładunku heksogenowego są znacznie mniejsze niż w przypadku impulsu fali padającej, w szczególności, gdy ładunek ten ma średnicę Φ_1 = 25 mm. Oznacza to, że w czasie 10 ms od wybuchu zachodzi utlenianie glinu w podobnym stopniu dla wszystkich mieszanin, a ponieważ w ładunkach SA/Al 25/75 jest tego tlenu zdecydowanie mniej niż w pozostałych, w procesie spalania musi być wykorzystywany tlen z powietrza.

Na rysunkach 18-20 przedstawiono charakterystyki fal podmuchowych wyznaczone dla wybuchów w małym i dużym bunkrze. Porównano ze sobą parametry uzyskane z czujników oddalonych w tej samej odległości od osi ładunku. Wartości amplitudy oraz impulsu fali padającej uzyskane po wybuchu w małym bunkrze są



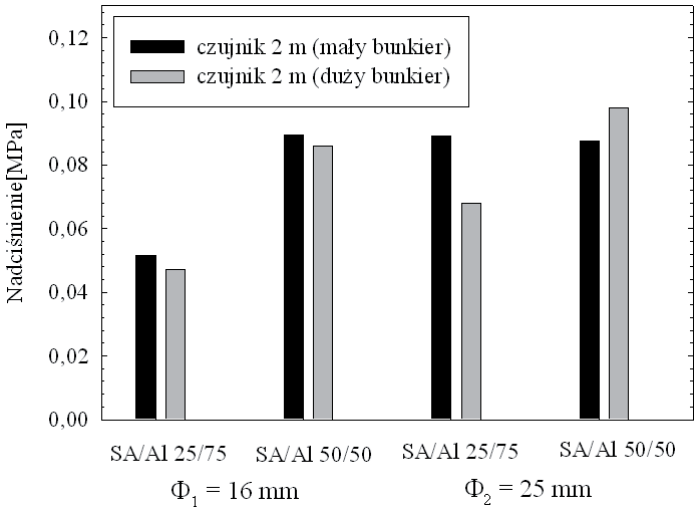
Rys. 16. Wartości impulsu o czasie trwania 10 ms po wybuchu w dużym bunkrze dla ładunków wewnętrznych o średnicy 16 mm



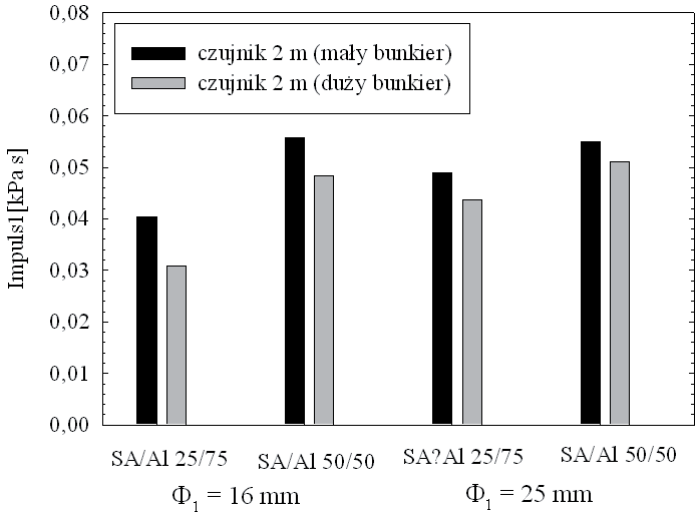
Rys. 17. Wartości impulsu o czasie trwania 10 ms po wybuchu w dużym bunkrze dla ładunków wewnętrznych o średnicy 25 mm

w większości przypadków wyższe od uzyskanych w bunkrze dużym (rys. 18 i 19). Jest to prawdopodobnie związane z mniejszymi odległościami ładunku od ścian i elementów układów pomiarowych (na przykład ekran chroniący kasetę z filmem do zdjęć rentgenowskich). Odbite fale podtrzymują ciśnienie w środku małego bunkra i ograniczają w ten sposób spadek ciśnienia w pierwszej fali podmuchowej docierającej do czujnika. Relacja impulsów ciśnienia o czasie trwania 10 ms z obu bunkrów jest odwrotna. Wartości impulsów uzyskane w bunkrze dużym są większe.

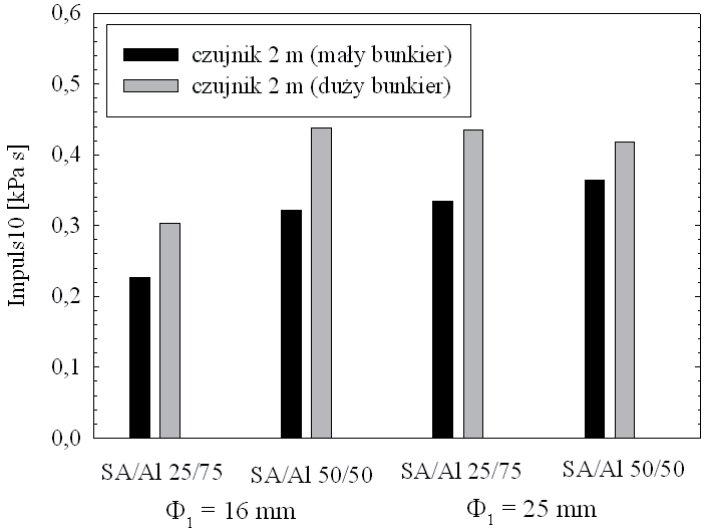
Należy jednak pamiętać, że duży bunkier jest praktycznie zamknięty, oprócz czterech otworów i wejścia, natomiast mały jest bunkrem półotwartym, z przeciwodłamkową osłoną ażurową zamiast dachu. Ponieważ prędkości propagacji fali podmuchowej i ekspansji gazowych produktów wybuchu są bardzo duże, w czasie 10 ms znaczna ilość gazu opuszcza bunkier i ciśnienie wewnątrz niego spada.



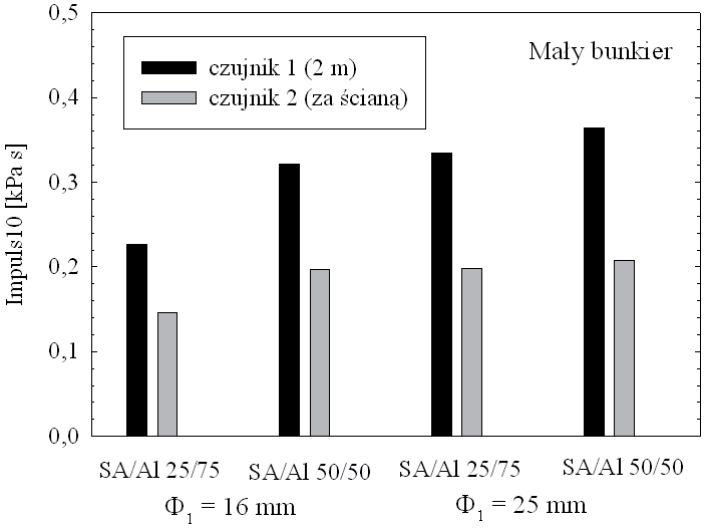
Rys. 18. Porównanie wartości amplitudy padającej fali podmuchowej po wybuchu w małym i dużym bunkrze



Rys. 19. Porównanie wartości pierwszego impulsu padającej fali podmuchowej po wybuchu w małym i dużym bunkrze



Rys. 20. Porównanie wartości impulsów o czasie trwania 10 ms po wybuchu w małym i dużym bunkrze



Rys. 21. Wartości impulsu o czasie trwania 10 ms po wybuchu w małym bunkrze

Na rysunku 21 porównano impulsy o czasie trwania 10 ms zarejestrowane przez czujnik ciśnienia znajdujący się wewnątrz małego bunkra i czujnik umieszczony za ścianą (rys. 5). Impuls ciśnienia rejestrowanego za przesłoną jest mniejszy od impulsu mierzonego wewnątrz bunkra, ponieważ znajduje się w większej odległości od ładunku, a wypływ gazów obniża ciśnienie. Mimo to jego wartość jest stosun-

kowo wysoka i może świadczyć o tym, że tego typu ładunki warstwowe mogą być stosowane skutecznie w częściowo otwartych obiektach.

Wyniki pomiaru czasu świecenia obłoku reagujących produktów wybuchu otrzymane z dwóch fotodiod zestawiono w tabeli 1. W przypadku fotodiody OPT101 koniec czasu świecenia obłoku przyjmowano, gdy zarejestrowany sygnał spadał do wartości 0,1 V. Zwraca uwagę fakt, że czasy świecenia w małym bunkrze są zdecydowanie dłuższe niż czasy uzyskane w bunkrze dużym. To oznacza, że warunki dopalania proszku aluminium w bunkrze małym są korzystniejsze, mimo że bunkier ten jest częściowo otwarty. Wydaje się, że ważnym czynnikiem wpływającym na proces dopalania jest stosunek objętości bunkra do masy ładunku. W bunkrze małym, ze względu na mniejsze odległości ładunku od ścian, odbite fale uderzeniowe są znacznie silniejsze i są zdolne do skuteczniejszego podgrzewania mieszaniny reagującej wewnątrz obiektu. Wpływ stosunku masy ładunku do objętości obiektu zamkniętego na procesy dopalania produktów wybuchu był szczegółowo analizowany między innymi w pracach [8-9].

Tabela 1

Wyniki pomiaru czasu świecenia obłoku reagujących produktów wybuchu rejestrowanego za pomocą dwóch fotodiod BPDP35 i OPT101

	Mieszanina	Ładunek RDX_{fl}	Czas świecenia (BPDP35) [ms]	Czas świecenia (OPT101) [ms]
Bunkier duży	SA/Al 25/75	ϕ 16	80	–
		ϕ 25	58	52
	SA/Al 50/50	ϕ 16	–	43
		ϕ 25	–	41
	$[RDX_{fl}/(SA/Al\ 50/50)]_p$	ϕ 50	34 36	33 34
	SA/Al 75/25	ϕ 16	–	26
		ϕ 25	33	31
Bunkier mały	SA/Al 25/75	ϕ 16	165	169
		ϕ 25	140 142	121 –
	SA/Al 50/50	ϕ 16	139	–
		ϕ 25	103	–

4. Podsumowanie

Analiza uzyskanych wyników doświadczalnych pozwoliła na wyciągnięcie następujących wniosków:

1. W zaproponowanych ładunkach warstwowych zewnętrzna warstwa mieszaniny paliwa i utleniacza zostaje sprężona i rozrzucona przez falę uderzeniową i ekspandujące produkty detonacji wewnętrznego ładunku materiału wybuchowego. Analiza zdjęć rentgenowskich pozwala na stwierdzenie, że w warstwie zewnętrznej nie występuje zjawisko detonacji.
2. Zmierzone charakterystyki fal podmuchowych i czasy świecenia obłoków produktów wybuchu świadczą o zainicjowaniu przez falę uderzeniową procesu rozkładu azotanu amonu i spalania proszku aluminium.
3. Wielkość zastosowanego ładunku heksogenu flegmatyzowanego tylko nieznacznie wpływa na stopień przereagowania glinu w procesie wybuchowym. Wpływ ten obserwuje się jednak w przypadku ładunków z największą zawartością proszku aluminium (75%) w mieszaninie z azotanem amonu.
4. W dłuższym okresie czasu do spalania proszku aluminium wykorzystywany jest niewątpliwie tlen z powietrza.
5. Duży wpływ na proces utleniania proszku aluminium ma stosunek masy ładunku do objętości bunkra.

Podziękowania
Autorzy pragną podziękować dr. inż. Józefowi Paszuli za wykonanie rejestracji przebiegów ciśnienia i czasu świecenia oraz dr. inż. Leszkowi Szymańczykowi za wykonanie zdjęć rentgenowskich.

Artykuł wpłynął do redakcji 14.10.2008 r. Zweryfikowaną wersję po recenzji otrzymano w grudniu 2008 r.

LITERATURA

[1] M. L. Chan, G. W. Meyers, *Advanced thermobaric explosive compositions*, Patent US 6, 955, 732 B1, Oct. 18, 2005.

[2] M. L. Chan, D. T. Bui, G. Meyers, A. Turner, *Castable thermobaric explosive formulations*, Patent US 6, 969, 434 B1, Nov. 29, 2005.

[3] R. H. Guirguis, *Reactively induced fragmenting explosives*, Patent US 6, 846, 372 B1, Jan. 25, 2005.

[4] J. Paszula, W. A. Trzciński, K. Sprzątczak, *Detonation performance of aluminium-ammonium nitrate explosives*, Central European Journal of Energetic Materials, 5, 1, 2008, 3-12.

[5] W. A. Trzciński, S. Cudziło, L. Szymańczyk, *Wyznaczanie ciśnienia detonacji z testu wodnego*, Biul. WAT, 48, 12, 1999.

[6] L. E. Fried, *CHEETAH 1.39 — User's manual*, LLNL, 1996.

[7] A. Maranda, *Badania parametrów detonacyjnych amonowosaletrzanych materiałów wybuchowych zawierających pył aluminiowy*, WAT, Warszawa, 1989.

[8] W. A. Trzciński, J. Paszula, *Confined explosions of high explosives*, Journal of Technical Physics, 41, 4, 2000, 453-470.

[9] W. A. Trzciński, J. Paszula, P. Wolański, *Thermodynamic analysis of afterburning of detonation products in confined explosions*, Journal of Energetic Materials, 20, 3, 2002, 195-222.

K. GĄSIOR, W. A. TRZCIŃSKI

Investigation of blast wave characteristics for layered charges

Abstract. The research on detonation of cylindrical, layered explosives charges: phlegmatized RDX — a mixture of ammonium nitrate and aluminium was carried out. To measure the shock curvature of the detonation wave, X — ray photography was applied. Pressure blast characteristics and the light output of explosion cloud in the chambers which have different size and level of opening (a ratio of holes' surface to the total chamber surface) were investigated. Amplitudes and impulses of the incident waves and the impulses of the total overpressure, which was recorded in the specified time duration, were compared. The obtained results can be used for the construction of termobaric, layered explosives.

Keywords: thermobaric explosives, enhanced blast explosives, blast waves
Universal Decimal Classification: 662.1/.4

Biuletyn WAT
Vol. LVIII, Nr 2, 2009

Termodynamiczne modelowanie procesów spalania i detonacji idealnych układów heterogenicznych.
Cz. 1. Podstawy teoretyczne i przegląd modeli

SEBASTIAN GRYS, WALDEMAR A. TRZCIŃSKI

Wojskowa Akademia Techniczna, Wydział Nowych Technologii i Chemii,
00-908 Warszawa, ul. S. Kaliskiego 2

Streszczenie. W pracy dokonano przeglądu termodynamicznych metod określania równowagi układów chemicznych, które, zastosowane w kodach termochemicznych, pozwalają wyznaczyć parametry przemian przebiegających w materiałach wysokoenergetycznych. Pokazano powiązania różnych metod z potencjałem chemicznym reagujących składników i omówiono sposoby wyznaczania równowagi dla reaktywnych, idealnych układów substancji chemicznych.
Słowa kluczowe: złożone układy chemiczne, równowaga termodynamiczna, spalanie, detonacja, kody termochemiczne
Symbole UKD: 536.46

1. Wstęp

Istota zjawiska wybuchu czy spalania materiałów wysokoenergetycznych polega na szybkiej przemianie chemicznej, w czasie której z substancji wyjściowej (mieszaniny gazowej lub materiału skondensowanego) powstają gazowe, ciekłe i stałe produkty o wysokiej temperaturze. Wyznaczenie parametrów tych zjawisk wymaga obliczenia chemicznej równowagi wieloskładnikowej mieszaniny substancji chemicznych dla warunków fizycznych wynikających z klasycznej teorii detonacji lub spalania. Rozwiązanie problemu chemicznej równowagi złożonych mieszanin zajmuje badaczy od wielu lat, od historycznej pracy White'a, Johnsona i Dantzinga [1], w której zaproponowano wykorzystanie metody minimalizacji energii swobodnej do znalezienia składu równowagowego produktów reakcji. Mimo że wcześniej

znano metody wykorzystujące stałe równowagi chemicznej, dopiero sposób opisany w pracy [1] umożliwił szerokie zastosowanie procedur numerycznych do obliczania stanu równowagowego. W kolejnych latach pojawiły się różne metody znajdowania minimum potencjału termodynamicznego jako funkcji wielu zmiennych.

W metodach i kodach numerycznych do obliczania parametrów detonacji i spalania gazowych mieszanin wybuchowych wykorzystuje się najczęściej równanie stanu gazu doskonałego. Zakresy temperatury i ciśnienia produktów reakcji w tych procesach nie przekraczają granic, powyżej których nie są spełnione założenia modelu gazu idealnego. Jednakże w wielu kodach stosuje się rzeczywiste równania stanu produktów gazowych, a gaz doskonały jest przypadkiem szczególnym. Dlatego też metody stosowane w tych programach będą również dyskutowane w niniejszej pracy.

Prezentowana praca składa się z dwóch części. W pierwszej przedstawione zostały podstawy teoretyczne obliczania równowagi termodynamicznej w wieloskładnikowych, reagujących mieszaninach oraz metody rozwiązywania tego problemu. Sposób wyznaczania parametrów wybuchu i spalania idealnych układów wielofazowych oraz jego aplikacja numeryczna prezentowane będą w części drugiej pracy. Wyniki obliczeń skonfrontowane zostaną z danymi uzyskanymi za pomocą istniejących kodów numerycznych oraz z danymi eksperymentalnymi.

2. Podstawy teoretyczne metod obliczania równowagi termodynamicznej układów wieloskładnikowych

Rozpatrzmy układ wieloskładnikowy, homofazowy, w którym przebiegają reakcje chemiczne przy więzach p, T = const, gdzie p jest ciśnieniem, T temperaturą bezwzględną. Rozważania prowadzone poniżej można rozszerzyć na inne pary parametrów stanu układu. Odpowiednim potencjałem termodynamicznym opisującym właściwości układu przy stałej temperaturze i stałym ciśnieniu jest energia Gibbsa G (entalpia swobodna), która jest równa sumie potencjałów chemicznych składników

$$G = \sum_{i=1}^{k} n_i \mu_i, \tag{1}$$

gdzie n_i oraz μ_i oznaczają odpowiednio ilość moli i potencjał chemiczny składnika i, zaś k liczbę składników. Zakładając, że właściwości fizyczne układu opisuje *model gazu doskonałego*, różniczkę zupełną potencjału chemicznego składników gazowych możemy opisać związkiem [2]

$$d\mu_i = RTd \ln p_i, \tag{2}$$

gdzie R oznacza uniwersalną stałą gazową, zaś p_i to ciśnienie parcjalne składnika i. Całkując wzór (2) od ciśnienia standardowego p^0 do ciśnienia cząstkowego składnika p_i, otrzymujemy

$$\mu_i(T, p_i) = \mu_i^{\,0}(T) + \int_{p_0}^{p_i} RTd\ln p = \mu_i^{\,0}(T) + \int_{p_0}^{p_i} \frac{RT}{p} dp =$$

$$= \mu_i^{\,0}(T) + (RT\ln p_i - RT\ln p^0) = \mu_i^{\,0}(T) + RT\ln\frac{p_i}{p^0},$$

gdzie $\mu_i^{\,0}(T)$ jest standardowym potencjałem chemicznym substancji i.

Ponieważ

$$p_i = p \cdot x_i, \tag{4}$$

gdzie x_i jest ułamkiem molowym składnika i, otrzymujemy relację

$$\mu_i(T, p_i, x_i) = \mu_i^{\,0}(T) + RT\ln x_i \frac{p}{p^0}. \tag{5}$$

Podstawiając wzór (5) do (1), otrzymujemy

$$G(T,P) = \sum_{i=1}^{k} n_i(\mu_i^{\,0} + RT\ln x_i \frac{p}{p^0}). \tag{6}$$

Wzór (6) jest wykorzystywany do obliczenia równowagowego stanu układów metodą minimalizacji energii Gibbsa mieszaniny oraz wynikająca z niej metodą potencjału pierwiastków.

Zgodnie z zaleceniami IUPAC (*International Union of Pure an Applied Chemistry*) reakcje w układzie można opisać w sposób następujący

$$0 = \nu_1 R_1 + \nu_2 R_2 + ... + \nu_k R_k, \tag{7}$$

gdzie $\nu_1, \nu_2, ..., \nu_k$ to współczynniki stechiometryczne reakcji k, $R_1, R_2, ..., R_k$ są substancjami biorącymi udział w reakcji (substraty i produkty).

Miarą zaawansowania reakcji (7) jest współrzędna reakcji ξ, zdefiniowana w sposób następujący

$$\xi = \frac{n_i - n_i^0}{\nu_i} \tag{8}$$

gdzie n_i, n_i^0 są ilościami moli składnika *i* odpowiednio w danej chwili i na początku procesu. Ilość substancji *i* biorącej udział w reakcji w danych chwilach czasu określa związek

$$n_i = n_i^0 + \nu_i \xi. \tag{9}$$

Podstawiając wzór (9) do (6), uzyskujemy wyrażenie

$$G = \sum_{i=1}^{k} \left(n_i^0 + \nu_i \xi\right)\left(\mu_i{}^0 + RT \ln x_i\,(\xi) \frac{p}{p^0} \right), \tag{10}$$

które po przekształceniu przyjmuje postać

$$G = \sum_{i=1}^{k} n_i^0 \mu_i{}^0 + \xi \sum_{i=1}^{k} \nu_i \mu_i{}^0 + RT \sum_{i=1}^{k} n_i\,(\xi) \ln x_i\,(\xi) \frac{p}{p^0}. \tag{11}$$

Funkcja (11) określona w pewnym przedziale $< \xi_{\min}, \xi_{\max} >$ jest wklęsła i ma minimum odpowiadające równowagowej wartości współrzędnej reakcji ξ_r.

Zgodnie z regułą Duhema stan termodynamiczny układu jest jednoznacznie określony, jeśli znany jest jego skład oraz dodatkowo dwa parametry termodynamiczne. Po wprowadzeniu współczynnika reakcji wiążącego ilości moli wszystkich substancji biorących udział w reakcji można stwierdzić, że każda ekstensywna funkcja stanu opisująca układ zamknięty, w którym przebiegają reakcje chemiczne typu (7) jest funkcją trzech zmiennych: współrzędnej reakcji oraz dwóch parametrów — temperatury i ciśnienia. Różniczka zupełna energii Gibbsa ma więc postać:

$$dG(T, p, \xi) = \left(\frac{\partial G}{\partial T}\right)_{p,\xi} dT + \left(\frac{\partial G}{\partial p}\right)_{T,\xi} dp + \left(\frac{\partial G}{\partial \xi}\right)_{p,T} d\xi.$$

Pochodna $\left(\frac{\partial G}{\partial \xi}\right)_{p,T}$ opisuje zmianę energii Gibbsa spowodowaną przebiegiem reakcji w warunkach izotermiczno-izobarycznych. Nazywa się ją energią Gibbsa reakcji $\Delta_r G(T, p, \xi)$. Różniczkując wzór (11), otrzymamy

$$\begin{aligned} \Delta_r G(T, p, \xi) &= \Delta_r G^0(T) + RT \sum_{i=1}^{k} \nu_i \ln x_i\,(\xi) \frac{p}{p^0} = \\ &= \Delta_r G^0(T) + RT \ln \prod_{i=1}^{k} \left(\frac{p_i\,(\xi)}{p^0} \right)^{\nu_i}, \end{aligned} \tag{12}$$

gdzie $\Delta_r G^0(T) = \sum_{i=1}^{k} \nu_i \mu_i^0(T)$ jest standardową energią Gibbsa reakcji.

Bezwymiarowa postać energii Gibbsa reakcji jest następująca:

$$\frac{\Delta_r G(T, p, \xi)}{RT} = \frac{\Delta_r G^0(T)}{RT} + \ln \prod_{i=1}^{k} \left(\frac{p_i(\xi)}{p^0} \right)^{\nu_i}. \tag{13}$$

Wzory (12) i (13) są podstawą obliczeń równowagi układów wieloskładnikowych metodą minimalizacji energii Gibbsa poprzez dobór współczynnika reakcji.

Funkcja (13) dla układów homofazowych ma identyczny charakter przebiegu, jest ona funkcją monotonicznie rosnąca względem ξ i zmienia się od $-\infty$ do $+\infty$. Jej miejsce zerowe odpowiada minimum funkcji (11) dla p, T = const. Dla tego przypadku z (13) otrzymujemy

$$-\frac{\Delta_r G^0(T)}{RT} = \ln \prod_{i=1}^{k} \left(\frac{p_i(\xi)}{p^0} \right)^{\nu_i}. \tag{14}$$

Należy zauważyć, że w prawej części wzoru (14) występuje ciśnieniowa stała równowagi reakcji $K_p(T)$. Jeśli założymy, że $p^0 = 1$ atm, $p_i(\xi)$ wyrażone jest w atmosferach, stałą ciśnieniową opisuje wzór

$$K_p(T) = \prod_{i=1}^{k} \left(p_i(\xi) \right)^{\nu_i}. \tag{15}$$

Porównując wzory (14) i (15), uzyskujemy zależność pozwalającą określić stałą równowagi reakcji na podstawie $\Delta_r G^0$:

$$\ln K_p(T) = -\frac{\Delta_r G^0(T)}{RT}.$$

Wzór (15) można zapisać w postaci

$$K_p(T) \left(\frac{\bar{n}}{p} \right) = \prod_{i=1}^{k} n_i^{\nu_1}, \tag{16}$$

gdzie

$$\bar{n} = n_1 + n_2 + \ldots + n_k. \tag{17}$$

Wzory (15) i (16) są podstawą obliczeń równowagi układów wieloskładnikowych metodą rozwiązania algebraicznych równań dla stałych równowagi reakcji.

W każdym momencie przebiegu reakcji (7) spełnione musi być prawo zachowania masy poszczególnych pierwiastków

$$b_j = \sum_i a_{ij} n_i, \tag{18}$$

gdzie b_j jest ilością moli atomów pierwiastka j w mieszaninie (j = 1, 2,.. m; m stanowi liczbę pierwiastków w mieszaninie) zaś a_{ij} to ilość atomów pierwiastka j w związku i.

3. Metody minimalizacji energii Gibbsa wieloskładnikowej mieszaniny idealnych faz

Najbardziej rozpowszechnionym sposobem poszukiwania równowagowego składu mieszaniny jest metoda polegająca na znajdowaniu minimum energii Gibbsa [1]. Metoda ta i jej różne modyfikacje (np. [2]) znalazły szerokie zastosowanie w kodach komputerowych do obliczeń termochemicznych. Poniżej przedstawiono ideę metody dla mieszaniny gazowych i skondensowanych składników oraz wyszczególniono jej modyfikacje.

3.1. Wyprowadzenie wzorów

Gdy p wyrażone jest w atmosferach, wzór (6) można przekształcić do postaci

$$G = \sum_{i=1}^{k} n_i (\mu_i^{\,0} + RT \ln \frac{n_i}{n} p).$$

Dzieląc obie strony równania przez RT oraz oznaczając $\mu_i^{\,0} \equiv G_i^{\,0}$, otrzymujemy

$$\frac{G}{RT} = \sum_{i=1}^{k} n_i (\frac{G_i^{\,0}}{RT} + \ln p + \ln \frac{n_i}{n}).$$

Ponieważ przy założonych więzach p, T = const, zachodzi

$$c_i \equiv \frac{G_i^{\,0}}{RT} + \ln p = \text{const},$$

możemy zapisać

$$\frac{G}{RT} = \sum_{i=1}^{k} n_i (c_i + \ln \frac{n_i}{n}). \tag{19}$$

Wzór (19) opisuje energię Gibbsa dla mieszaniny składników gazowych. Jeśli zawartość fazy skondensowanej jest niewielka w porównaniu z fazą gazową, a cząstki stałe mogą być traktowane jako nieściśliwe, to człon opisujący je we wzorze ogólnym na energię swobodną przyjmie postać

$$\frac{G}{RT} = \sum_{ikond} n_i \frac{G_i^0}{RT}. \tag{20}$$

Wzór na całkowitą energię Gibbsa wieloskładnikowego układu faz doskonałych przyjmie postać

$$G^* = \frac{G}{RT} = \sum_{i=1}^{N_g} n_i \left(c_i + \ln \frac{n_i}{n} \right) + \sum_{i=N_c-N_g}^{N_c} n_i \frac{G_i^0}{RT}, \tag{21}$$

gdzie N_g jest liczbą składników fazy gazowej, N_c to całkowita liczba składników.

3. 2. Opis metody poszukiwania minimum funkcji Gibbsa [1, 3]

Rozpatrzmy dwa stany układu: założony stan **Y**, w którym ilość moli składnika *i* wynosi n_i oraz stan **X** będący przybliżeniem rozwiązania w kierunku minimum energii Gibbsa, w którym ilość moli tego składnika wynosi n_i'. Rozwijając funkcję (21) w szereg Taylora

$$Q(\mathbf{X}) = G^*(\mathbf{Y}) + \sum_k \frac{\partial G^*(\mathbf{Y})}{\partial n_k'}\bigg|_{N'=N_g} \Delta_k + \sum_i \frac{\partial G^*(\mathbf{Y})}{\partial n_i'}\bigg|_{N'=N_g} \Delta_i + \frac{1}{2} \sum_i \sum_j \frac{\partial^2 G^*(\mathbf{Y})}{\partial n_i' \partial n_j'}\bigg|_{N'=N_g} \Delta_i \Delta_j,$$

gdzie **Y, X** oznaczają wektory ilości moli poszczególnych składników, zaś $\Delta_i = n_i' - n_i$.

Ponieważ dla składników gazowych mamy

$$\frac{\partial G^*(\mathbf{Y})}{\partial n_i'} = c_i + \ln \frac{n_i'}{n'} \qquad \frac{\partial^2 G^*(\mathbf{Y})}{\partial^2 n_i'} = \frac{1}{n_i'} - \frac{1}{n'} \qquad \frac{\partial^2 G^*(\mathbf{Y})}{\partial n_i' \partial n_j'} = -\frac{1}{n'} \quad i \neq j$$

oraz dla składników stałych

$$\frac{\partial G^*(\mathbf{Y})}{\partial n_k'} = \frac{G^0}{RT},$$

to funkcja $Q(X)$ przyjmie postać

$$Q(\mathbf{X}) = G^*(\mathbf{Y}) + \sum_k \frac{G^0}{RT} + \sum_i \left(c_i + \ln \frac{n_i}{\overline{n}} \right) \Delta_i + \frac{1}{2} \sum_i n_i \left(\Delta_i / n_i - \overline{\Delta} / \overline{n} \right), \tag{22}$$

gdzie sumowanie po k dotyczy składników stałych, a sumowanie po i składników gazowych.

Przy występowaniu dodatkowych ograniczeń, jakim jest związek (18), można zastosować metodę mnożników Lagrange'a, polegającą na pomnożeniu równań dodatkowych więzów dla wszystkich składników przez mnożniki λ_j i dodaniu do równania podstawowego. Otrzymujemy wówczas tak zwaną funkcję Lagrange'a

$$F(\mathbf{X}) = Q(\mathbf{X}) + \sum_j \lambda_j \left(\sum_k a_{kj} n_k' + \sum_i a_{ij} n_i' - b_j \right). \tag{23}$$

Dla tak skonstruowanej funkcji można wyznaczyć punkty stacjonarne, oznaczające wartości współrzędnych niezależnych, dla których zerują się pierwsze pochodne cząstkowe:

$$\begin{aligned} \frac{\partial F(\mathbf{Y})}{\partial n_i'} = 0 \quad i = 1, 2, \ldots, N_g \quad \Rightarrow \quad \frac{\partial F(\mathbf{Y})}{\partial n_i'} = \\ = \left[c_i + \ln \frac{n_i}{\overline{n}} \right] + \left[\frac{\Delta_i}{n_i} - \frac{\overline{\Delta}}{\overline{n}} \right] + \sum_i a_{ij} \lambda_j = 0, \end{aligned} \tag{24}$$

$$\frac{\partial F(\mathbf{Y})}{\partial n_i'} = 0 \quad i = N_g + 1, \ldots, N_c \Rightarrow \quad \frac{\partial F(\mathbf{Y})}{\partial n_i'} = \left(\frac{G^0}{RT} \right)_i + \sum_j a_{ij} \lambda_j = 0. \tag{25}$$

Równania (17), (18), (24) i (25) stanowią układ $N_c + m + 1$ równań liniowych zawierających nieznane N_c wartości n_i', m mnożników λ_j oraz całkowitą ilość moli gazowych w mieszaninie $\overline{n}'$. Przekształcając wzór (24), uzyskujemy

$$\begin{aligned} &\frac{n_i'}{n_i} - \frac{\overline{n'}}{\overline{n}} + \sum_{j=1}^{m} a_{ij}\lambda_j = -f_i(\mathbf{Y}) \\ &f_i(\mathbf{Y}) = c_i + \ln\frac{n_i}{\overline{n}}. \end{aligned} \tag{26}$$

Po przekształceniu wzoru (25) uzyskujemy

$$\sum_{j=1}^{m} a_{ij}\lambda_j = -\frac{G_i^0}{RT}. \tag{27}$$

Po zestawieniu wzorów (17), (26) i (27) uzyskuje się układ równań liniowych, który można przedstawić w postaci macierzowej

$$\mathbf{A} \cdot {}^{\mathrm{t}}\mathbf{X} = \mathbf{B}, \tag{28}$$

gdzie

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} \frac{1}{n_1} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -\frac{1}{\overline{n}} & a_{1,1} & \cdots & a_{m,1} \\ 0 & \frac{1}{n_2} & 0 & 0 & 0 & 0 & -\frac{1}{\overline{n}} & a_{1,2} & \cdots & a_{m,2} \\ 0 & 0 & \ddots & 0 & 0 & 0 & -\frac{1}{\overline{n}} & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{n_N} & 0 & 0 & -\frac{1}{\overline{n}} & a_{1,N_g} & \cdots & a_{m,N_g} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & a_{1,N_c} & \cdots & a_{m,N_c} \\ a_{1,1} & a_{1,2} & \cdots & a_{1,N_g} & \cdots & a_{1,N_c} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots & 0 & 0 & 0 & 0 \\ a_{m,1} & a_{m,2} & \cdots & a_{m,N_g} & \cdots & a_{m,N_c} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & \cdots & 1 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{X} = \left[n_1', n_2', ..., n_{N_c}', \overline{n'}, .\lambda_1, ..., \lambda_m \right]$$

$$\mathbf{B} = \begin{bmatrix} -\left(c_1 + \ln \frac{n_1}{\overline{n}} \right) \\ -\left(c_2 + \ln \frac{n_2}{\overline{n}} \right) \\ \vdots \\ -\left(c_N + \ln \frac{n_{N_g}}{\overline{n}} \right) \\ \frac{G_1^0}{RT} \\ \vdots \\ \frac{G_{N_c}^0}{RT} \\ \overline{b_1} \\ \vdots \\ b_j \\ 0 \end{bmatrix}.$$

Po rozwiązaniu układu równań (28) uzyskuje się nowe punkty n_i', spełniające ograniczenie (18) i jednocześnie przesuwające rozwiązanie w kierunku antygradientu funkcji $F(\mathbf{X})$. Ten nowy zestaw $\mathbf{X}$ stanie się punktem startowym w kolejnej iteracji poszukiwania końcowego rozwiązania. Opisana metoda zastosowana została między innymi w programach STRECH BKW [4], Fortran BKW [5], Panda [6] i Explo 5 [7].

Ponieważ ilości moli poszczególnych składników w kolejnej iteracji muszą być dodatnie, a uzyskane rozwiązanie układu równań może nie spełniać tego warunku, konieczny jest wybór odpowiedniego zestawu substancji chemicznych biorących udział w przemianie. Jednocześnie nowe przybliżenie powinno przesuwać się w kierunku rozwiązania odpowiadającego minimum globalnemu. Najczęściej wykorzystuje się w tym celu metodę najszybszego spadku.

W pracy [1] zastosowano procedurę doboru współczynnika spadku. Dla danych wartości n_i' oraz wartości wyjściowych n_i można obliczyć ich różnicę Δ_i. Różnica ta wskazuje preferowany kierunek spadku (antygradient funkcji). Niech punktem startu do kolejnej iteracji będą wartości przesunięte o $\alpha\Delta_i$ w stosunku do n_i. Wartość α wybierana jest w taki sposób, aby ilości moli wszystkich składników były dodatnie oraz aby spełniony był warunek

$$\frac{\partial G^*(\alpha)}{\partial \alpha} < 0. \tag{29}$$

Po podstawieniu $n_i' = n_i + \alpha\Delta_i$ do wzoru (21) uzyskujemy

$$G^*(\alpha) = \sum_{i=1}^{N_g} \left(n_i + \alpha\Delta_i\right)\left[c_i + \ln\frac{n_i + \alpha\Delta_i}{\overline{n} + \alpha\overline{\Delta}}\right] + \sum_{i=N_g+1}^{N_c}\left(\frac{G^0}{RT}\right)_i \left(n_i + \alpha\Delta_i\right).$$

Stąd po zróżniczkowaniu otrzymujemy

$$\frac{\partial G^*(\alpha)}{\partial \alpha} = \sum_{i=1}^{N_g} \Delta_i \left\{c_i + \ln\frac{n_i + \alpha\Delta_i}{\overline{n} + \alpha\overline{\Delta}}\right\} + \sum_{i=N_g+1}^{N_c}\left(\frac{G^0}{RT}\right)_i \Delta_i .$$

Należy dobrać najwyższą wartość α, dla której spełniony jest warunek (29).

3.3. Modyfikacja metody

W pracach [8-10] zaproponowano modyfikację metody, którą następnie zastosowano w programie MWEQ [9]. Uproszczono proces wyznaczania rozwiązania przez redukcję układu równań liniowych (28). Z układu wyeliminowano zmienne x_i, $i = 1, ..., N_g$. Po przeprowadzeniu eliminacji zmiennych oraz przekształceniu ostatniego równania z układu (28) do postaci

$$\sum_{k=1}^{m} \alpha_k \sum_{i=1}^{N_g} a_{ki} n_i = \sum_{i=1}^{N_g} B_i n_i ,$$

gdzie

$$B_i = -\frac{G_i^0(T,p)}{RT} - \ln\frac{p}{p^0} - \ln\frac{n_i}{\overline{n}},$$

$$\alpha_k = \frac{-\lambda_k}{RT},$$

otrzymana macierz kwadratowa **A** jest rzędu $(N_c - N_g) + m + 1$, a jej współczynniki są określone następująco [8]:

$$c_{j,i} = 0 \quad \text{gdy} \quad \begin{matrix} j = 1,...,\left(N_c - N_g\right) \\ i = 1,...,\left(N_c - N_g\right)+1 \end{matrix}$$

$$c_{k,i} = a_{i-\left(\left(N_c-N_g\right)+1\right)N_g+k} \quad \text{gdy} \quad \begin{array}{l} k = 1,\ldots,\left(N_c - N_g\right) \\ i = n_s + 2,\ldots,\left(N_c - N_g\right)+1+m \end{array}$$

$$c_{k,i} = a_{k-\left(N_c-N_g\right)i+N_g} \quad \text{gdy} \quad \begin{array}{l} k = n_s + 1,\ldots,\left(N_c - N_g\right)+ m \\ i = 1,\ldots,\left(N_c - N_g\right) \end{array}$$

$$c_{k,n_s+1} = \frac{1}{n}\sum_{j=1}^{N_g} a_{k-\left(N_c-N_g\right)j} n_j \quad \text{gdy} \quad k = \left(N_c - N_g\right)+1,\ldots,\left(N_c - N_g\right)+ m$$

$$c_{k,i} = -\sum_{j=1}^{N_g} a_{i-\left(N_c-N_g\right)-1,j} a_{k-\left(N_c-N_g\right)j} n_j \quad \text{gdy} \quad \begin{array}{l} k = \left(N_C - N_g\right)+1,\ldots,\left(N_c - N_g\right)+ m \\ i = \left(N_c - N_g\right)+ 2,\ldots,\left(N_c - N_g\right)+ m+1 \end{array}$$

$$c_{\left(N_c-N_g\right)+m+1,i} = 0 \quad \text{gdy} \quad i = 1,\ldots,\left(N_c - N_g\right)+1$$

$$c_{\left(N_c-N_g\right)+m+1,i} = \sum_{j=1}^{N_g} a_{i-\left(N_c-N_g\right)-1,j} n_j \quad \text{gdy} \quad i = \left(N_c - N_g\right)+ 2,\ldots,\left(N_c - N_g\right)+ m+1.$$

Wektory **X** i **B** mają zaś postać

$$\mathbf{X} = \left[n'_{N_g+1},\ldots,n'_{N_c},\overline{n'},\alpha_1,\ldots,\alpha_m \right],$$

$$\mathbf{B} = \begin{cases} B_{N_g+i} & i = 1,\ldots,\left(N_c - N_g\right) \\ \displaystyle\sum_{j=1}^{N_g}\left(-B_j a_{i-\left(N_c-N_g\right)j} y_j\right) & i = \left(N_c - N_g\right)+1,\ldots,\left(N_c - N_g\right)+ m \\ \displaystyle\sum_{j=1}^{N_g} B_j y_j & i = \left(N_c - N_g\right)+ m+1. \end{cases}$$

Po rozwiązaniu powyższego układu równań wyznaczane są ilości moli poszczególnych składników ze wzorów

$$x_j = \mathbf{B}_j y_j + \mathbf{X}_{(N_c - N_g)+1} \frac{y_j}{y} - \sum_{i=1}^{m} a_{ij} \mathbf{X}_{(N_c - N_g)+1+i} y_j \qquad j = 1, \ldots, N_g$$

$$x_j = \mathbf{X}_{j - N_g} \qquad j = N_g + 1, \ldots, N_c .$$

Niestety autor tak zmodyfikowanej procedury wyznaczania składu równowagowego mieszaniny nie podał, w jaki sposób zmniejszenie liczby równań i jednocześnie wprowadzenie dodatkowych składników po prawej stronie układu równań wpływa na zbieżność metody. Jest to o tyle istotne, że dyskutowana metoda poszukiwania rozwiązania problemu jest metodą iteracyjną i uzyskane rozwiązanie jest podstawą do wyznaczenia zestawu danych wykorzystywanych do obliczenia współczynników macierzy **A** oraz wektora **B**. Ponadto w cytowanych pracach nie omówiono sposobu wyznaczania wartości początkowych dla ilości moli poszczególnych składników.

4. Metoda potencjału pierwiastków

Teorię potencjału pierwiastków do obliczania równowagowych stanów mieszaniny idealnych gazów zaproponowano w pracach [11-12] bez szerszego uzasadnienia. Wychodząc ze wzoru (1), możemy energię Gibbsa składnika *i* w mieszaninie zapisać za pomocą wzoru

$$G_i(T, p) = G_i^0(T, p) + RT \ln x_i , \tag{30}$$

gdzie $G_i^0(T, p)$ oznacza energię Gibbsa czystego składnika *i*, zaś x_i jego ułamek molowy w danej fazie.

W celu minimalizacji energii Gibbsa mieszaniny, przy warunku brzegowym (18), zastosujemy metodę mnożników Lagrange'a. Aby znaleźć punkty stacjonarne funkcji Lagrange'a przyrównujemy odpowiednie pochodne cząstkowe do zera. Po prostych przekształceniach uzyskamy dla *i*-tego składnika

$$\frac{G_i^0(T, p)}{RT} + \ln x_i - \sum_{j=1}^{m} a_{ij} \pi_j = 0, \tag{31}$$

gdzie π_j oznacza mnożnik Lagrange'a.

Gdy porównamy (30) i (31), możemy zapisać

$$\frac{G_i(T,p)}{RT} = \sum_{j=1}^{m} a_{ij}\pi_j . \tag{32}$$

Mnożnik π_j nazywany jest *potencjałem* dla atomów *j*-tego pierwiastka i reprezentuje energię Gibbsa przypadającą na 1 mol atomów tego pierwiastka w mieszaninie. Po przekształceniu wyrażenia (31) uzyskujemy

$$x_i = \exp\left(-G_i^0(T,p) + \sum_{j=1}^{m} a_{ij}\pi_j \right). \tag{33}$$

W pracy [11] w procedurze wyznaczania przybliżonych wartości π_j wykorzystano dwa następujące warunki wynikające z definicji ułamka molowego oraz związku (18)

$$\sum_i x_i = 1, \tag{34}$$

$$\frac{b_j}{\sum_j b_j} = \frac{b_j^0}{\sum_j b_j^0}, \tag{35}$$

gdzie

$$b_j = \sum_i a_{ij} x_i .$$

Różniczkując równania (34) i (35) względem π_k, można uzyskać układ *m* równań liniowych, w których niewiadomymi są zmienne $\Delta\pi_k = \pi_k^i - \pi_k$ (k = 1, 2, ..., m), *m* jest liczbą pierwiastków w mieszaninie, π_k^i nowym przybliżeniem rozwiązania zaś π_k założonym rozwiązaniem. Układ ten rozwiązywany jest w pracach [11-12] metodami iteracyjnymi. Po wyznaczeniu kolejnych przybliżeń potencjałów pierwiastków π_j, ze wzoru (33) obliczane są nowe wartości x_i, aż do spełnienia warunku zbieżności poszukiwanego rozwiązania.

Metodę potencjału pierwiastków zastosowano do wielofazowej mieszaniny idealnych składników w procedurze kodu STANJAN [13]. Rozwiązanie problemu składu równowagowego mieszaniny sprowadza się w tym przypadku do rozwiązania układu $m + N_f$ równań liniowych, gdzie N_f oznacza liczbę faz. Ułamki molowe składników wyznaczane są z równania (33) po znalezieniu wartości π_j oraz całkowitej ilości moli w danej fazie. Zaletą metody jest poszukiwanie rozwiązania stosunkowo

małej liczby równań liniowych. Na przykład, wyznaczenie stanu równowagowego mieszaniny gazowej zawierającej 100 składników zbudowanych z czterech atomów wymaga rozwiązania układu tylko pięciu równań. Jednakże w metodzie tej pojawia się problem wyboru przybliżenia początkowego dla poszukiwanych zmiennych. Do uzyskania rozwiązania konieczny jest start z wartościami zmiennych stosunkowo bliskich wartościom rozwiązania końcowego. W kodzie STANJAN opracowano specjalną procedurę poszukiwania początkowego składu mieszaniny.

5. Metody minimalizacji energii Gibbsa wykorzystujące równania reakcji

5.1. Opis ogólny

W celu zmniejszenia liczby niewiadomych w równaniach opisujących stan równowagi termochemicznej reagujących substancji, a co za tym idzie również liczby równań, rozpatruje się wzajemne relacje (reakcje) produktów w mieszaninie. Istotą metody jest taki dobór relacji, który pozwala na szybkie osiągnięcie zbieżności obliczeń. Na przykład, mając do dyspozycji określony zestaw produktów: A_2B, C_2, A_2, CB, BA, A, B, C, B_2, CA wyróżnia się spośród nich grupę substancji podstawowych i drugorzędnych. Wybrane substancje podstawowe będą stanowić produkty reakcji, w których substratami będą substancje drugorzędne [14]. Ilość substancji podstawowych jest równa ilości różnych atomów występujących w mieszaninie. Zakładając, że substancjami dominującymi są A_2B, C_2 i A_2 można zaproponować następujący zestaw reakcji

$$\begin{cases} CB = A_2B + \frac{1}{2}C_2 - A_2 \\ BA = A_2B - \frac{1}{2}A_2 \\ A = \frac{1}{2}A_2 \\ B = 2A_2B - 2A_2 \\ C = \frac{1}{2}C_2 \\ B_2 = 2A_2B - 2A_2 \\ CA = \frac{1}{2}C_2 + \frac{1}{2}A_2 . \end{cases} \tag{36}$$

Celowo użyto słowa „relacje", ponieważ reakcje przedstawione wyżej nie muszą stanowić rzeczywistych reakcji chemicznych. Nie ma to wpływu na obliczony stan równowagi, o ile równania te są liniowo niezależne [15]. Układ równań odpowiadający relacjom (36) musi być uzupełniony przez związki, wynikające z prawa zachowania masy (ilości atomów) poszczególnych pierwiastków. Podstawowym problemem tej metody jest dobór składników dominujących, gdyż wraz ze wzrostem ilości składników mieszaniny wzrasta ilość możliwych kombinacji składników podstawowych. W przypadku układu 25 jednoczesnych reakcji, w których występuje 5 atomów i 30 składników, istnieje 142 506 kombinacji niezależnych reakcji [16]. Dlatego, aby ułatwić odnalezienie pożądanego układu, stosuje się różne procedury wstępnej analizy.

5.2. Metoda stałych równowagi reakcji

Jedną z pierwszych metod opierających się na równaniach reakcji była metoda stałych równowagi reakcji [8, 17]. Dla równań (36) można opisać poszczególne stałe równowagi opierając się na równaniu (16)

$$
\begin{cases}
\mathrm{CB} = \mathrm{A_2B} + \dfrac{1}{2}\mathrm{C_2} - \mathrm{A_2} & \dfrac{y_{A_2B}\, y_{C_2}^{1/2}}{y_{CB}\, y_{A_2}} = \left(\dfrac{\bar{n}}{p}\right)^{-1/2} K_1(T) \\
\mathrm{BA} = \mathrm{A_2B} - \dfrac{1}{2}\mathrm{A_2} & \dfrac{y_{A_2B}}{y_{BA}\, y_{A_2}^{1/2}} = \left(\dfrac{\bar{n}}{p}\right)^{-1/2} K_2(T) \\
\mathrm{A} = \dfrac{1}{2}\mathrm{A_2} & \dfrac{y_{A_2}^{1/2}}{y_A} = \left(\dfrac{\bar{n}}{p}\right)^{-1/2} K_3(T) \\
\mathrm{B} = \mathrm{A_2B} - \mathrm{A_2} & \dfrac{y_{A_2B}}{y_B\, y_{A_2}} = \left(\dfrac{\bar{n}}{p}\right)^{-1} K_4(T) \\
\mathrm{C} = \dfrac{1}{2}\mathrm{C_2} & \dfrac{y_{C_2}^{1/2}}{y_C} = \left(\dfrac{\bar{n}}{p}\right)^{-1/2} K_5(T) \\
\mathrm{B_2} = 2\mathrm{A_2B} - 2\mathrm{A_2} & \dfrac{y_{A_2B}^2}{y_B\, y_{A_2}^2} = \left(\dfrac{\bar{n}}{p}\right)^{-1} K_6(T) \\
\mathrm{CA} = \dfrac{1}{2}\mathrm{C_2} + \dfrac{1}{2}\mathrm{A_2} & \dfrac{y_{A_2}^{1/2}\, y_{C_2}^{1/2}}{y_{CA}} = K_7(T).
\end{cases}
\tag{37}
$$

Zestawiając związki opisujące ciśnieniowe stałe równowagi reakcji z równaniami na bilans masy (18) i dodając równanie stanu gazu, z którego wyznacza się ciśnienie, uzyskujemy zamknięty układ równań pozwalający na określenie składu równowagowego dla danej temperatury. Temperatura ta odpowiada określonemu warunkowi lub więzom narzuconym badanej mieszaninie. Metodę tę zastosowano między innymi w pracach [8, 17, 18].

W metodzie stałych równowagi reakcji przy zmianie równań reakcji należy ułożyć na nowo równania opisujące stałe równowagi reakcji. Choć nie wydaje się to dużym utrudnieniem, to biorąc pod uwagę liczbę możliwych kombinacji niezależnych reakcji, konieczność układania równań reakcji, a także zestawienia nowego układu równań wydłuża znacząco czas przygotowania procedury i wykonania obliczeń.

W pracy [16] opisano metodę opierającą się na współczynniku reakcji i stałej równowagi reakcji. Wprowadzając współczynnik reakcji jako niewiadomą, można obliczyć jego wartość w punkcie równowagi, a co za tym idzie skład mieszaniny substancji biorących udział w reakcji. Wyrażając ilość moli składnika *i* za pomocą wzoru (9), całkowitą ilość gazowych składników mieszaniny możemy przedstawić w sposób następujący:

$$\bar{n} = \sum_j n_j^0 + \sum_i \sum_j \nu_{ij} \xi_i + n_{inert}\,, \tag{38}$$

gdzie n_{inert} to suma moli gazowych składników niebiorących udziału w przemianach chemicznych. Definiując stałą równowagi reakcji w postaci

$$K_x(T,p) = \prod_{i=1}^{k} x_i^{\nu_1} \tag{39}$$

i wykorzystując zależność (14), uzyskujemy

$$f_i \equiv \sum_j \nu_{ij} \ln x_j - \ln\left(K_x\right)_i = 0,$$

gdzie *i* jest numerem rozpatrywanej reakcji. Problem znalezienia składu równowagowego sprowadza się do rozwiązania zależności

$$\mathbf{F} = \mathbf{0},$$

gdzie $\mathbf{F} = (f_1, f_2, \ldots, f_R)$, R jest liczbą równań reakcji. Aby rozwiązać powyższe równanie, można zastosować iteracyjną metodę Newtona-Raphsona

$$\mathbf{F}'\left(\xi^{(k+1)} - \xi^{(k)}\right) + \mathbf{F} = \mathbf{0}.$$

Jakobian $\mathbf{F}'$ jest macierzą $\mathbf{R} \times \mathbf{R}$ zawierającą pierwsze pochodne cząstkowe

$$\frac{\partial f_i}{\partial \xi_j} = \sum_k \left(\frac{v_{ik} v_{jk}}{n_k} \right) - \frac{\left(\sum_k v_{ik}\right)\left(\sum_k v_{jk}\right)}{\bar{n}},$$

gdzie sumowanie po k jest od 1 do N_c. Powyższy układ równań jest rozwiązywany względem $\xi^{(k+1)}$ po wyznaczeniu wartości $\mathbf{F}$ i $\mathbf{F}'$ dla $\xi^{(k)}$. Obliczenia powtarzane są do spełnienia warunku zbieżności określonego przez różnicę względną lub bezwzględną pomiędzy kolejnymi wartościami współczynnika reakcji. W celu rozpoczęcia obliczeń należy oszacować początkową wartość ξ. Jeśli wszystkie wartości $n_j^0 > 0$, to można zastosować wzór

$$\xi_i = \left(K_x\right)_i \left(\bar{n}\right)^{\sum_j v_{ij}} \prod_{j=1}^{k} \left(n_j^0\right)^{-v_{ij}}, \tag{40a}$$

w przeciwnym wypadku

$$\xi_i = \left(\frac{\bar{n}}{NT}\right)\left[\frac{\left(K_x\right)_i}{\left(1 + \left(K_x\right)_i\right)}\right]. \tag{40b}$$

Wzory (40a) i (40b) wyprowadzono, przekształcając równania (38) i (39). We wzorze (40b) poczyniono założenie, że ilości moli składników podstawowych równe są jedności.

5.3. Metoda minimalizacja energii Gibbsa bez stałych reakcji [14]

Wzór (18) można zapisać w postaci macierzowej

$$\mathbf{B} = {}^{t}\mathbf{A} \cdot \mathbf{X}, \tag{41}$$

gdzie $\mathbf{B}$ jest wektorem ilości moli atomów, ${}^{t}\mathbf{A}$ transponowaną macierzą atomową, zaś $\mathbf{X}$ to wektor ilości moli składników mieszaniny. Przyjmując zapis równań reakcji w postaci (36), wzór (41) można przedstawić w sposób następujący

$$\mathbf{B} = {}^{t}\mathbf{A}_0 \cdot \mathbf{X}_0 + {}^{t}\mathbf{A}_1 \cdot \mathbf{X}_1, \tag{42}$$

gdzie ${}^{t}\mathbf{A_0}$ to transponowana macierz atomowa składników podstawowych, $\mathbf{X_0}$ jest wektorem ilości moli składników podstawowych, ${}^{t}\mathbf{A_1}$ transponowaną macierzą atomową składników drugorzędnych, zaś $\mathbf{X_1}$ to wektor ilości moli składników drugorzędnych. Wykorzystując wzór (13), można rozpisać wzór na energię Gibbsa reakcji *j* w sposób następujący

$$Y_j = \left[\sum_{i=1}^{POD} v_i \left(\frac{G_i^0(T)}{RT} + \ln \frac{p_i(\xi)}{p^0} \right) + \sum_{i=1}^{DRU} v_i \left(\frac{G_i^0(T)}{RT} + \ln \frac{p_i(\xi)}{p^0} \right) \right]_j , \qquad (43)$$

gdzie *POD* to liczba składników podstawowych, *DRU* liczba składników drugorzędowych, Y_j jest elementem wektora energii Gibbsa poszczególnych reakcji **Y**. Z zależności (36) wynika, że współczynniki stechiometryczne dla substancji drugorzędowych zawsze są równe jeden. Jednocześnie prawą stronę równań reakcji można przedstawić w postaci macierzy. Dla (36) macierz taka przyjmuje postać:

$$\beta = \begin{bmatrix} 1 & \frac{1}{2} & -1 \\ 1 & 0 & -\frac{1}{2} \\ 0 & 0 & \frac{1}{2} \\ 1 & 0 & -1 \\ 0 & \frac{1}{2} & 0 \\ 2 & 0 & -2 \\ 0 & \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \end{bmatrix}.$$

Oznaczając

$$\mathbf{G_1} = \begin{bmatrix} \frac{G_1^0(T)}{RT} + \ln \frac{p_1(\xi)}{p^0} \\ \vdots \\ \frac{G_{DRU}^0(T)}{RT} + \ln \frac{p_{DRU}(\xi)}{p^0} \end{bmatrix}, \qquad \mathbf{G_0} = \begin{bmatrix} \frac{G_1^0(T)}{RT} + \ln \frac{p_1(\xi)}{p^0} \\ \vdots \\ \frac{G_{POD}^0(T)}{RT} + \ln \frac{p_{POD}(\xi)}{p^0} \end{bmatrix},$$

uzyskujemy

$$\mathbf{Y} = \mathbf{G_1} - \beta \cdot {}^{t}\mathbf{G_0}, \tag{44}$$

Przekształcając równanie (42) względem wektora składników, mamy

$$\mathbf{X_0} = {}^{t}\mathbf{A_0^{-1}} \cdot \mathbf{B} - {}^{t}\mathbf{A_0^{-1}} \cdot {}^{t}\mathbf{A_1} \cdot \mathbf{X_1}.$$

Ponieważ

$${}^{t}\mathbf{A_0^{-1}} \cdot {}^{t}\mathbf{A_1} = {}^{t}\beta, \tag{45}$$

ostatecznie mamy

$$\mathbf{X_0} = {}^{t}\mathbf{A_0^{-1}} \cdot \mathbf{B} - {}^{t}\beta \cdot \mathbf{X_1}. \tag{46}$$

Skład równowagowy mieszaniny określany jest poprzez rozwiązanie układów równań (44) i (46). W metodzie rozwiązania wyznaczany jest początkowo zbiór substancji podstawowych i drugorzędnych, uzyskiwane są $\mathbf{A_0}, \mathbf{A_1}, {}^{t}\mathbf{A_0^{-1}}, \beta$. Dla znanego **B** dobierana jest ilość moli składników drugorzędnych w taki sposób, aby obliczone ze wzoru (46) ilości moli składników podstawowych były różne od zera. Po wyznaczeniu wartości $\mathbf{X_1}$, $\mathbf{X_0}$ określa się $\overline{n}$. Następnie obliczane są $\mathbf{G_0}$, $\mathbf{G_1}$, co pozwala otrzymać **Y**. Ponieważ warunkiem znalezienia składu równowagowego jest $\mathbf{Y} = \mathbf{0}$, tak dobierany jest kolejny wektor $\mathbf{X_1}$, aby zbliżać się do punktu równowagi. Autorzy pracy [14] proponują następujące kryterium wyznaczania kolejnego przybliżenia stanu równowagi

$$\left(\mathbf{X_1}\right)_j^{k+1} = \left(\mathbf{X_1}\right)_j^{k} \exp\left(-\mathbf{Y}_j / \alpha\right),$$

gdzie *j* oznacza numer reakcji, a α opisuje współczynnik korekcji używany w celu przyspieszenia zbieżności. Według autorów pracy [14] liczne testy wykazały, że w początkowych iteracjach najlepiej stosować $\alpha = 100$, by stopniowo ją zmniejszać do wartości $\alpha = 2$, gdy kolejne iteracje zaczną być zbieżne.

Wprowadzając nazewnictwo stosowane w instrukcji [19], składniki pierwszorzędowe nazwiemy komponentami. Wzór (36) możemy przepisać nadając mu następującą formę

$$y_i = \sum_{j=1}^{N_s} \beta_{ij} y_j + \sum_{j=N_k-N_s}^{N_k} \beta_{ij} y_j, \tag{47}$$

gdzie y_i oznacza nazwę składnika, y_j nazwę komponentu, N_s to ilość komponentów w fazach skondensowanych zaś N_k całkowitą ilość komponentów równą ilości różnych atomów obecnych w mieszaninie.

Wymaga się, by komponentami były wszystkie fazy stałe będące w równowadze termodynamicznej z fazą gazową, pozostałe komponenty dobierane są z fazy gazowej. Jeśli zastąpimy we wzorze (47) y_i przez μ_i, to uzyskamy wyrażenie na potencjał chemiczny składnika wyrażony przez potencjały gazowych i skondensowanych komponentów

$$\mu_i = \sum_{j=1}^{N_s} \hat{a}_{ij}\mu_j + \sum_{j=N_k-N_s}^{N_k} \hat{a}_{ij}\mu_j . \tag{48}$$

Ciśnienie cząstkowe składnika *i* odniesione do jednego mola możemy wyrazić za pomocą wzoru

$$p_i = \frac{n_i \rho RT}{M_0},$$

gdzie M_0 to masa mieszaniny, ρ gęstość mieszaniny. Zakładając p_0 = 1 atm oraz dzieląc wzór (5) przez *RT*, uzyskujemy zależność

$$\frac{\mu_i(T, p_i, x_i)}{RT} = \frac{\mu_i{}^0(T)}{RT} + \ln n_i + \ln \frac{\rho RT}{M_0} \quad \text{dla} \quad i = 1,\ldots N_c . \tag{49}$$

Podstawiając wzór (48) do (49) i dokonując prostych przekształceń, uzyskujemy

$$\ln n_i = -g_i + \sum_{j=1}^{N_s} \beta_{ij}\mu_j \big/ RT + \sum_{j=N_s+1}^{N_k} \beta_{ij} \ln n_j \big/ RT + (\beta_i - 1)\eta, \tag{50}$$

gdzie

$$g_i = \frac{\mu_i^0}{RT} - \sum_{j=N_s+1}^{N_k} \beta_{ij}\mu_{j(i)}^0 / RT , \qquad \eta = \frac{\rho RT}{M_0}, \qquad \beta_i = \sum_{j=N_s+1}^{N_k} \beta_{ij} .$$

Po wprowadzeniu oznaczeń

$$\eta_j = \mu_j \big/ RT \qquad \text{dla} \quad j = 1,\ldots, N_s , \tag{51}$$

$$\eta_j = \ln n_j \qquad \text{dla} \quad j = N_s + 1,\ldots, N_k$$

oraz $\eta_{N_k+1} = \dfrac{\rho RT}{M_0}, \quad \beta_{i,N_k+1} = (\beta_i - 1), \qquad \varepsilon_i = \ln n_i$

wzór (50) przyjmie formę

$$\varepsilon_i = -g_i + \sum_{j=1}^{N_k+1} \beta_{ij}\eta_j \quad \text{dla} \quad i = 1,\ldots,N_c\,. \tag{52}$$

Modyfikując warunek zachowania masy (brzegowy) (18) względem układu reakcji (36), otrzymuje się związek

$$b_i = \sum_{i=1}^{N_g} \beta_{ij} n_j + \sum_{i=N_g+1}^{N_c} \beta_{ij} n_j\,. \tag{53}$$

Jeśli założymy, że fazy skondensowane stanowią czyste pierwiastki, to wzór (53) przyjmie postać

$$b_i = \sum_{i=1}^{N_g} \beta_{ij} n_j + \varpi_i \quad \text{dla} \quad i = 1,...,N_s\,, \tag{54}$$

gdzie ϖ_i stanowi ilość moli pierwiastka *i*, oraz

$$b_i = \sum_{i=1}^{N_g} \beta_{ij} n_j \quad \text{dla} \quad i = N_s + 1,...,N_k\,. \tag{55}$$

Wprowadzając oznaczenie $\eta_{N_k+2} = \ln T$, z równań (52), (54), (55), otrzymuje się $N_k + N_c$ równań nieliniowych z $N_k + N_c$ zmiennymi $b_i = (1,...,N_k)$, $n_i = (1,...,N_g)$, $\omega_i = (i = N_g + 1,..,N_c)$. Przy ustalonych wartościach η_{C+1}, η_{C+2} układ ten rozwiązuje się na przykład metodą Newtona-Raphsona. Ten sposób wyznaczania stanu równowagowego reagujących składników znalazł zastosowanie w programach TIGER [19] oraz CHEETAH [15].

6. Podsumowanie

W wyniku dokonanego przeglądu literatury poświęconej termodynamicznym metodom wyznaczania stanów równowagowych reaktywnych układów chemicznych zaproponowano ich podział na trzy grupy: metody obliczania równowagowego stanu układu poprzez bezpośrednią minimalizację energii Gibbsa, metody potencjału pierwiastków oraz metody minimalizacji energii Gibbsa, wykorzystujące równania

reakcji. W tej ostatniej grupie wyróżnić można metody, w których rozwiązuje się algebraiczne równania dla stałych równowagi reakcji oraz metody uwzględniające hipotetyczne równania reakcji bez stałych równowagi. Część druga pracy poświęcona będzie zastosowaniu jednej z omówionych metod do zbudowania kodu numerycznego umożliwiającego wyznaczanie parametrów spalania i detonacji idealnych, heterogenicznych mieszanin wybuchowych.

Artykuł wpłynął do redakcji 13.10.2008 r. Zweryfikowaną wersję po recenzji otrzymano w styczniu 2009 r.

LITERATURA

[1] W. B. White, S. M. Johnson, G. B. Danzig, *Chemical equilibrium in complex mixtures*, J. Chem. Phys., 28, 1958, 751-755.

[2] W. Ufnalski, *Wprowadzenie do termodynamiki chemicznej*, Oficyna Wydawnicza Politechniki Warszawskiej, 2004.

[3] Ch. Mader, *Numerical modeling of detonations*, Univ. of California, Berkley, 1979.

[4] Ch. Mader, *STRECH BKW: a code for computing the detonation properties of explosives*, Los Alamos Sci. Lab. Rep LADC-5691, 1962.

[5] Ch. Mader, *Fortran BKW: a code for computing the detonation properties of explosives*, Los Alamos Sci. Lab. Rep LA-3704, 1967.

[6] G. I. Kerley, *Equations of state for explosive detonation products :the panda model*, Sandia National Laboratories, 1994 Joint USA-Russia Energetic Material Technology Symposium Livermore, California, May 18-25, 1944.

[7] M. Sućeska, *Calculation of the detonation properties of C-H-N-O explosives*, Propellants, Explosives, Pyrotechnics, 16, 1991, 197-202.

[8] A. Papliński, *Określanie równowagowego składu produktów reakcji w złożonych układach chemicznych*, Biul. WAT, 2, 486, 1993, 40-54.

[9] A. Papliński, *Równowagowe obliczenia termochemiczne z uwzględnieniem dużej ilości składników*, Biul. WAT, 11, 495, 1993, 123-143.

[10] A. Papliński, *An implementation of the steepest descent method to evaluation of equilibrium composition of reactive mixtures containing components in condensed phases*, Central European Journal of Energetic Materials, 4, 1-2, 2007, 135-150.

[11] W. B. White, *Numerical determination of chemical equilibrium and the partitioning of free energy*, J. Chem. Phys., 46, 1967, 4171-4175.

[12] W. B. White, *Further simplification in the numerical determination of chemical equilibrium*, J. Chem. Phys., 84, 1986, 6391-6393.

[13] W. C. Reynolds, *The element potential method for chemical equilibrium analysis: implementation in the interactive program STANJAN*, Stanford University, 1986.

[14] O. Heuzé, H. N. Presles, P. Bauer, *Computation of chemical equilibria*, J. Chem. Phys., 83, 9, 1 November 1985.

[15] L. E. Fried, *CHEETAH User's Manual*, Lawrence Livermore National Laboratory, 1996.

[16] A. K. Myers, A. L. Myers, *Numerical solution of chemical equilibria with simultaneous reactions*, J. Chem. Phys., 84, 10, 15 May 1986.

[17] K. P. Stanjukowicz, *Fizika wzrywa*, Moskwa, 1975.

[18] Z. Surma, *Obliczenia charakterystyk termodynamicznych gazów prochowych*, Biul. WAT, 2, 55, 2006, 171-179.

[19] *Tiger computer program documentation*, Stanford Research Institute, 1974.

S. GRYS, W. A. TRZCIŃSKI

Thermodynamic modelling of combustion and detonation of ideal heterogeneous systems. Part 1. Theoretical fundamentals and a review of models

Abstract. A review of thermodynamic methods of determination of chemical systems was made. These methods were applied in thermochemical codes used for estimation of decomposition parameters of energetic materials. Connection of the methods with the chemical potential of reactive components was showed. Ways of determination of the equilibrium state for reactive ideal systems were discussed.

Keywords: complex chemical systems, thermochemical equilibrium, combustion, detonation, thermochemical codes

Universal Decimal Classification: 536.46

Biuletyn WAT
Vol. LVIII, Nr 2, 2009

Termodynamiczne modelowanie procesów spalania i detonacji idealnych układów heterogenicznych.
Cz. 2. Aplikacja numeryczna

SEBASTIAN GRYS, WALDEMAR A. TRZCIŃSKI

Wojskowa Akademia Techniczna, Wydział Nowych Technologii i Chemii,
00-908 Warszawa, ul. S. Kaliskiego 2

Streszczenie. W pracy zaproponowano metodę wyznaczania stanów równowagowych i nierównowagowych wieloskładnikowych układów heterogenicznych i zastosowano ją do obliczania parametrów spalania i detonacji idealnych mieszanin wybuchowych. Sformułowano problem, przedstawiono procedurę jego numerycznego rozwiązania oraz program obliczeniowy. Wyniki obliczeń porównano z rezultatami uzyskanymi za pomocą istniejących kodów termochemicznych oraz z dostępnymi danymi eksperymentalnymi.
Słowa kluczowe: złożone układy chemiczne, równowaga termodynamiczna, spalanie, detonacja, kody termochemiczne
Symbole UKD: 536.46

1. Wstęp

W pracy [1] przedstawiono podstawy teoretyczne metod obliczania stanów równowagowych idealnych mieszanin heterogenicznych oraz sposoby wyznaczania stanu równowagowego układu reagujących składników. Wymieniono kody termochemiczne, w których te metody zostały wykorzystane. Aplikacja numeryczna zmodyfikowanej metody minimalizacji energii Gibbsa jest przedmiotem niniejszej pracy.

Chociaż w wielu ośrodkach badawczych na świecie opracowano programy komputerowe pozwalające obliczyć parametry spalania i detonacji materiałów i mieszanin wybuchowych, to dostęp do nich jest często utrudniony. Tymczasem pojawiły się normy europejskie, implementowane również w Polsce [2-3], w których zaleca się wyznaczanie parametrów wybuchu i spalania według procedur oblicze-

niowych wykorzystujących metody obliczeń termodynamicznych. Jednocześnie proponuje się, aby stosować te procedury w istniejących lub własnych kodach numerycznych. W prezentowanej pracy podjęto próbę opracowania własnego programu obliczeniowego, który mógłby być stosowany z powodzeniem przez użytkownika nie mającego posiadającego ani wiedzy teoretycznej, ani doświadczenia w wykonywaniu numerycznych obliczeń termochemicznych z dziedziny spalania i wybuchu. Wprawdzie program ten może być wykorzystywany wyłącznie do obliczania parametrów gazowych mieszanin wybuchowych oraz przy pewnych ograniczeniach aerozoli i pyłów, to zastosowane w nim metody i procedury numeryczne mogą być łatwo rozszerzone w celu uwzględnienia równań stanu opisujących rzeczywiste właściwości fizyczne składników reagującego układu.

2. Sformułowanie problemu

Zgodnie z regułą Duhema stan termodynamiczny układu jest jednoznacznie określony jeżeli znane są ilości każdego składnika oraz dodatkowo dwa parametry termodynamiczne. Określenie składu równowagowego mieszaniny zgodnie z powyższą regułą dla zadanych warunków związane jest ze znalezieniem minimum funkcji odpowiedniego potencjału termodynamicznego. W warunkach stałego ciśnienia i temperatury potencjałem tym jest entalpia swobodna (energia Gibbsa), dla stałej objętości i temperatury energia swobodna (energia Helmholtza). Należy jednak zaznaczyć, że wykonanie odpowiednich przekształceń na podstawie równania stanu substancji umożliwia zastosowanie różnych potencjałów do obliczenia składu równowagowego przy zadanych parametrach termodynamicznych.

Jako potencjał termodynamiczny, względem którego określany jest skład równowagowy dla zadanych parametrów, wybierzemy entalpię swobodną. Wyrażenie na energię Gibbsa mieszaniny idealnych składników ma następującą postać

$$G(T,p)=\sum_{i=1}^{N_g} n_i(\mu_i^{\,0}+RT\ln x_i\frac{p}{p^0})+\sum_{i=N+1}^{N_c} n_i\mu_i^{\,0}, \tag{1}$$

gdzie n_i, x_i oraz $\mu_i^{\,0}$ oznaczają odpowiednio ilość moli, ułamek molowy i potencjał chemiczny składnika *i*, *R* jest uniwersalną stałą gazową, *T* temperaturą absolutną, *p* ciśnieniem, p^0 ciśnieniem standardowym, N_g ilością składników gazowych, N_c całkowitą ilością składników mieszaniny.

Potencjał chemiczny (energię Gibbsa) składnika w temperaturze *T* opisuje następujące wyrażenie

$$\mu^0 = H_T^0 - T\cdot S_T^0, \tag{2}$$

gdzie H_T^0, S_T^0 odpowiednio entalpia i entropia składnika w temperaturze *T*.

Warunkiem ograniczającym zakres poszukiwań minimum entalpii swobodnej (warunek brzegowy) jest prawo zachowania masy. Prawo to odniesione do ilości moli poszczególnych substancji można przedstawić w postaci

$$b_j = \sum_i a_{ij} n_i, \tag{3}$$

gdzie b_j — ilość moli atomów pierwiastka j w mieszaninie ($j = 1, 2,.. m$; m stanowi liczbę pierwiastków w mieszaninie), zaś a_{ij} to ilość atomów pierwiastka j w związku i.

Przy zadanych parametrach p i T, z warunku minimalizacji energii Gibbsa (1) przy ograniczeniu (3), można w jednoznaczny sposób wyznaczyć równowagowy skład mieszaniny reagującej (n_i, $i = 1, ..., N_c$). Przyjmiemy, że standardowe funkcje termodynamiczne dla substancji wchodzących w skład badanej mieszaniny są obliczane z zależności pojemności cieplnej pod stałym ciśnieniem (C_p) od temperatury przedstawionej w postaci wielomianu

$$C_p = R(C_1 + C_2\theta + C_3\theta^2 + C_4\theta^3 + C_5\theta^{-1} + C_6\theta^{-2} + C_7\theta^{-3}, \tag{4}$$

gdzie C_1, C_2,…, C_7 to stałe liczbowe, $\theta = T/1000$. Podstawiając (4) do wzorów określających entalpię i entropię w danej temperaturze

$$H_T^0 = \Delta H_{(298,15)}^0 + \int_{298,15}^{T} C_p dT,$$

$$S_T^0 = \Delta S_{(298,15)}^0 + \int_{298,15}^{T} C_p d\ln T,$$

uzyskujemy następujące wyrażenia:

$$H_T^0 = RT(C_1 + \frac{C_2\theta}{2} + \frac{C_3\theta^2}{3} + \frac{C_4\theta^4}{4} + \frac{C_5\ln\theta}{\theta} - C_6\theta^{-2} - \frac{C_7\theta^{-3}}{2}) + C_8$$

$$S_T^0 = R(C_1\ln\theta + C_2\theta + \frac{C_3\theta^2}{2} + \frac{C_4\theta^3}{3} - C_5\theta^{-1} - \frac{C_6\theta^{-2}}{2} - \frac{C_7\theta^{-3}}{3}) + C_9,$$

gdzie

$$C_8 = \Delta H_{(298,15)}^0 - RT(C_1 + \frac{C_2\theta_0}{2} + \frac{C_3{\theta_0}^2}{3} + \frac{C_4{\theta_0}^3}{4} + \frac{C_5\ln\theta_0}{\theta_0} - C_6{\theta_0}^{-2} - \frac{C_7{\theta_0}^{-3}}{2}),$$

$$C_9 = \Delta S_{(298,15)}^0 - R(C_1\ln\theta_0 + C_2\theta_0 + \frac{C_3{\theta_0}^2}{2} + \frac{C_4{\theta_0}^3}{3} - C_5{\theta_0}^{-1} - \frac{C_6{\theta_0}^{-2}}{2} - \frac{C_7{\theta_0}^{-3}}{3}),$$

$\Delta H^0_{(298,15)}$ to entalpia tworzenia substancji w temperaturze 298,15K pod ciśnieniem normalnym, $\Delta S^0_{(298,15)}$ jest entropią tworzenia substancji w temperaturze 298,15 K pod ciśnieniem normalnym.

Powyższe równania i związki stanowią podstawę metody pozwalającej na określenie równowagowego stanu układu przy zadanych p,T lub innej pary parametrów po ich obliczeniu zgodnie z równaniem stanu. Możliwe jest również określenie składu nierównowagowego mieszaniny poprzez narzucenie ilości moli jednego lub wielu składników. Sposób wyznaczania równowagowego składu mieszaniny opisano w następnym punkcie pracy. Dodatkowe warunki umożliwiają również określenie parametrów stanu reagującej mieszaniny w zadanym procesie fizycznym, na przykład stacjonarnego spalania czy detonacji. Warunki te wynikają z ogólnych praw zachowania zastosowanych do danego procesu.

Dla wybuchu w stałej objętości warunkiem, jaki musi spełniać układ jest stałość energii wewnętrznej. Dla zadanej objętości nieznanym parametrem jest temperatura. Obliczenia ograniczają się do poszukiwania takiej temperatury i takiego składu produktów, przy których spełniona jest zasada zachowania energii wewnętrznej układu, a potencjał termodynamiczny osiąga minimum.

W przypadku adiabatycznego spalania entalpia układu przed i po przemianie powinna pozostać stała. Dla zadanego ciśnienia, podobnie jak dla wybuchu w stałej objętości, obliczenia polegają na poszukiwaniu minimum potencjału termodynamicznego.

Do określenia parametrów detonacji wykorzystuje się związki dla idealnej detonacji. Z prawa zachowania masy i pędu uzyskuje się zależność łączącą prędkość detonacji z ciśnieniem i objętością właściwą na froncie fali detonacyjnej (prosta Rayleigh'a)

$$\frac{D^2}{v_1^2} = -\frac{p_2 - p_1}{v_2 - v_1}, \tag{5}$$

gdzie p_1,v_1 to ciśnienie i objętość właściwa mieszaniny wyjściowej, p_2,v_2 to ciśnienie i objętość właściwa reagującej mieszaniny na froncie fali zaś D jest prędkością propagacji fali. Związek (5) uzupełnia równanie adiabaty detonacyjnej łączącej p_2 i v_2 (zasada zachowania energii). Zgodnie z hipotezą Chapmana-Jougueta stacjonarnej detonacji odpowiadają parametry stanu w punkcie styczności prostej Rayleigh'a do adiabaty detonacyjnej. W punkcie tym prędkość detonacji D jako funkcja p_2 osiąga wartość minimalną. Warunek ten wykorzystywany jest do wyznaczenia ciśnienia detonacji i zestawu produktów reakcji odpowiadającego minimum potencjału termodynamicznego. Po określeniu parametrów p_2 i v_2 pozostałe parametry detonacji określane są na podstawie znanych relacji obowiązujących w punkcie Chapmana-Jougueta.

Po wyznaczeniu stanu równowagowego dla danego procesu fizycznego można wyznaczyć wykładnik adiabaty produktów reakcji z zależności:

$$\kappa = \frac{c_p}{c_p - R}, \tag{6}$$

gdzie c_p jest średnim molowym ciepłem właściwym pod stałym ciśnieniem dla produktów gazowych. Wartość tego wykładnika może być wykorzystywana w procesie modelowaniu zjawisk gazodynamicznych w produktach reakcji (propagacja fal rozprężania czy fal uderzeniowych).

3. Metoda rozwiązania

Metodę znalezienia zestawu reagujących składników odpowiadającego minimum funkcji (1) z warunkiem (3) omówiono szczegółowo w pracy [1]. Po rozwinięciu równania (1) w szereg Taylora i zastosowaniu metody mnożników Lagrange'a uzyskuje się następujący układ równań liniowych

$$\left[c_i + \ln \frac{n_i}{n} \right] + \left[\frac{\Delta_i}{n_i} - \frac{\overline{\Delta}}{n} \right] + \sum_j a_{ij} \lambda_j = 0 \quad \text{dla} \quad i = 1, 2, ..., N_g, \tag{7}$$

$$\left(\frac{G^0}{RT} \right)_i + \sum_j a_{ij} \lambda_j = 0 \quad \text{dla} \quad i = N_g + 1, ..., N_c, \tag{8}$$

gdzie $\Delta_i = n_i' - n_i$, n_i jest początkową ilością moli składnika i, n_i' ilością moli składnika i po rozwiązaniu układu zaś λ_j to mnożnik Lagrange'a (j = 1, 2,…m). Układ równań liniowych (7)-(8) i (3) można przedstawić w postaci macierzowej:

$$\mathbf{A} \cdot {}^{t}\mathbf{X} = \mathbf{B}, \tag{9}$$

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix}
\frac{1}{n_1} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -\frac{1}{\overline{n}} & a_{1,1} & \cdots & a_{m,1} \\
0 & \frac{1}{n_2} & 0 & 0 & 0 & 0 & -\frac{1}{\overline{n}} & a_{1,2} & \cdots & a_{m,2} \\
0 & 0 & \ddots & 0 & 0 & 0 & -\frac{1}{\overline{n}} & \vdots & \ddots & \vdots \\
0 & 0 & 0 & \frac{1}{n_{N_g}} & 0 & 0 & -\frac{1}{\overline{n}} & a_{1,N_g} & \cdots & a_{m,Ng} \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \vdots & \ddots & \vdots \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & a_{1,N_c} & \cdots & a_{m,N_c} \\
a_{1,1} & a_{1,2} & \cdots & a_{1,N_g} & \cdots & a_{1,N_c} & 0 & 0 & 0 & 0 \\
\vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots & 0 & 0 & 0 & 0 \\
a_{m,1} & a_{m,2} & \cdots & a_{m,N_g} & \cdots & a_{m,N_c} & 0 & 0 & 0 & 0 \\
1 & 1 & \cdots & 1 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0
\end{bmatrix}$$

$$\mathbf{B} = \begin{bmatrix}
-\left(c_1 + \ln\frac{n_1}{\overline{n}}\right) \\
-\left(c_2 + \ln\frac{n_2}{\overline{n}}\right) \\
\vdots \\
-\left(c_N + \ln\frac{n_{N_g}}{\overline{n}}\right) \\
\frac{G_1^0}{RT} \\
\vdots \\
\frac{G_{N_c}^0}{RT} \\
\overline{b_1} \\
\vdots \\
b_j \\
0
\end{bmatrix}$$

$$\mathbf{X} = \left[n_1', n_2', ..., n_{N_c}', \overline{n'}, .\lambda_1, ..., \lambda_m\right].$$

Do rozwiązania układu równań (8) zastosowano procedurę iteracyjną. Ponieważ zestaw ilości moli poszczególnych składników do kolejnej iteracji musi być dodatni, a uzyskane rozwiązanie układu równań może nie spełniać tego warunku, konieczny jest wybór odpowiedniego zestawu. Jednocześnie nowe przybliżenie powinno przesuwać układ w kierunku rozwiązania odpowiadającego minimum globalnemu. W celu wyznaczenia nowego zestawu ilości moli wykorzystano omówioną w pracy [1] metodę najszybszego spadku. Można ją krótko opisać w następujący sposób. Po obliczeniu nowych wartości n_i' dla wartości wejściowych n_i, oblicza się ich różnicę Δ_i. Różnica ta wskazuje preferowany kierunek spadku (antygradientu funkcji). Punktem startu do kolejnej iteracji będą wartości przesunięte o $\alpha\Delta_i$ w stosunku do n_i. Wartość α wybierana jest w taki sposób, aby ilości moli wszystkich składników były dodatnie oraz aby spełniony był warunek [1]:

$$\sum_{i=1}^{N_g} \Delta_i \left\{ c_i + \ln \frac{n_i + \alpha\Delta_i}{\overline{n} + \alpha\overline{\Delta}} \right\} + \sum_{i=N_g+1}^{N_g} \left(\frac{G^0}{RT} \right)_i \Delta_i < 0.$$

Metoda minimalizacji energii Gibbsa należy do grupy metod, w których określenie właściwych parametrów przemiany zależy od poprawnego przewidzenia składu mieszaniny równowagowej. Jednym ze sposobów jest umożliwienie użytkownikowi doboru zestawu końcowego z grupy potencjalnych produktów. Jednakże w przypadku dużej listy możliwych produktów reakcji dokonanie właściwego wyboru jest trudne i zawsze istnieje ryzyko dobrania złego składu i nieznalezienia globalnego minimum energii Gibbsa. W prezentowanym programie, oprócz możliwości doboru własnego zestawu produktów, wprowadzono algorytm, który przewiduje różne składy mieszaniny równowagowej i wybiera skład końcowy odpowiadający najmniejszej energii Gibbsa.

4. Opis programu

Program ZMWI pozwala na obliczenie składu mieszaniny substancji biorących udział w przemianach chemicznych i termodynamicznych. Program umożliwia wykonanie obliczeń dla następujących przypadków:

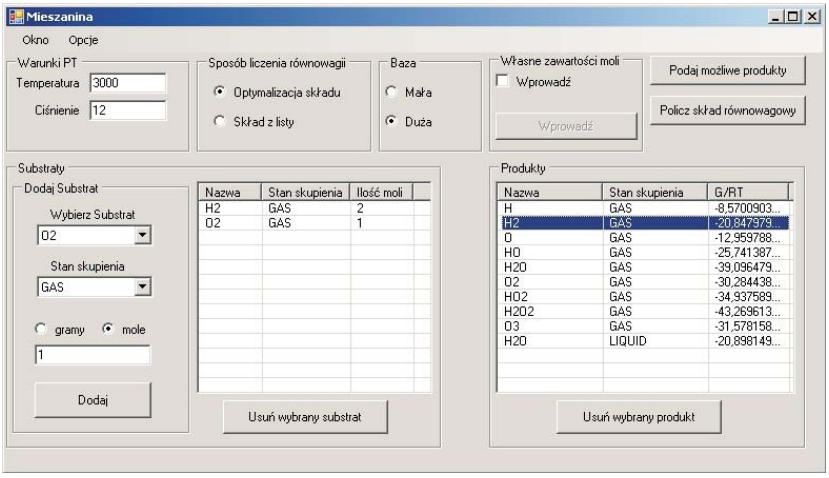
- stan układu dla określonego punktu ciśnienia i temperatury (p,T) lub objętości i temperatury (v,T),
- przemiana wzdłuż izolinii (izobara, izochora, izoterma, izentropa) dla określonego drugiego parametru termodynamicznego,
- wybuch w stałej objętości,
- spalanie pod stałym ciśnieniem,
- detonacja.

Jak wcześniej stwierdzono, do opisu właściwości fizycznych gazów zastosowano równanie stanu gazu doskonałego. Założono, że fazy skondensowane pozostają

nieściśliwe, a ich objętość właściwa jest pomijalnie mała w porównaniu do objętości fazy gazowej. Z powodu takich założeń program dedykowany jest do obliczeń parametrów mieszanin gazowych bądź mieszanin gazowych zawierających rozpylone cząstki stałe lub krople cieczy.

Program został napisany w języku Visual Basic 2005 w wykorzystaniem platformy Microsoft Visual Studio. Każdy wariant obliczeń ma swoje własne okno, w którym użytkownik wprowadza dane niezbędne do dokonania obliczeń. Na rysunku 1 przedstawiono jedno z okien służące do obliczeń stanu równowagowego mieszaniny substancji dla punktu ciśnienie–temperatura (p, T).

Okno zawiera następujące sekcje:



Rys. 1. Przykład okna z danymi wejściowymi

Warunki — sekcja, w której wprowadza się parametry, dla których mają być wykonane obliczenia.

Substraty — wprowadzenie danych substancji biorących udział w przemianie termo-chemicznej.

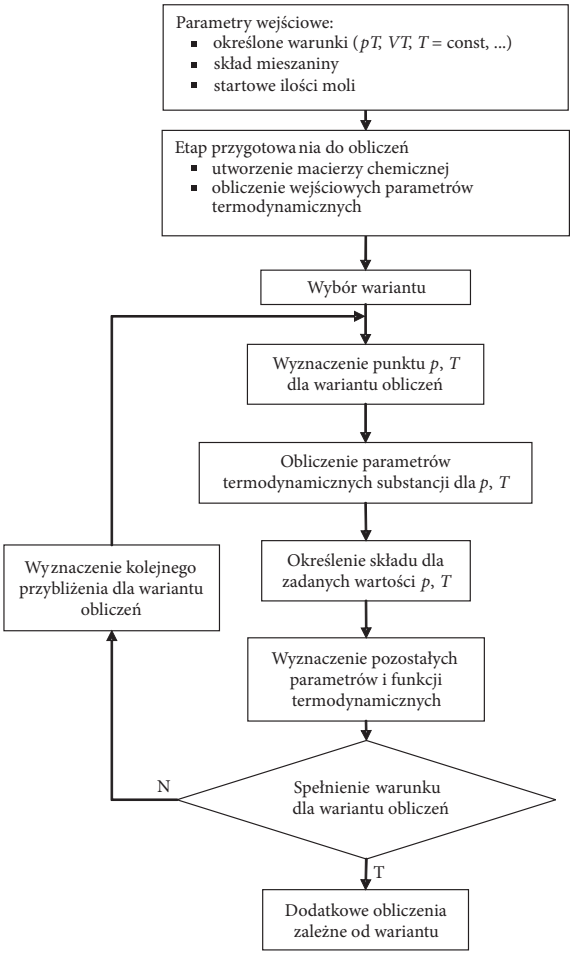
Produkty — lista potencjalnych produktów wyselekcjonowanych z bazy danych. Użytkownik sam dokonuje wyboru produktów.

Sposób liczenia równowagi — opcja ta określa czy dla listy w sekcji „Produkty" ma zostać użyte narzędzie optymalizacji składu czy nie. W przypadku wyboru opcji „Optymalizacja składu" zastosowane zostaną odpowiednie procedury w programie i wyznaczony zostanie skład mieszaniny odpowiadający minimum energii Gibbsa przy założeniu obecności niektórych substancji z listy. Narzędzie optymalizacji pozwala na określenie, które substancje spośród przewidywanych rzeczywiście znajdą się w mieszaninie równowagowej. Opcja „Skład z listy" powoduje bezpośrednie obliczenie równowagi dla podanych substancji bez optymalizacji składu.

Baza — baza danych dla substratów podzielona została na dwa zestawy: bazę małą i dużą. Baza mała uwzględnia najczęściej występujące trwałe produkty przemian wysokoenergetycznych, baza duża obejmuje substancje zawarte w bazie małej oraz dodatkowy zestaw substancji nietrwałych, takich jak rodniki, przejściowe produkty przemian.

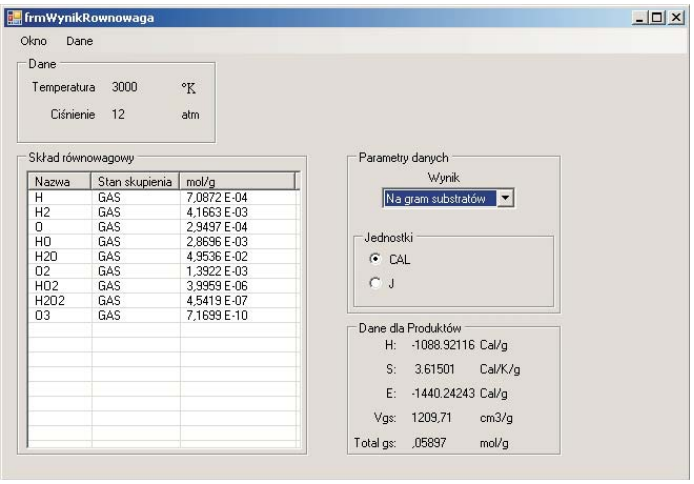
Własne zawartości moli — w metodach obliczeń termochemicznych istotna jest możliwość określenia takiego punktu początkowego, aby obliczenia były szybko zbieżne. Program zawiera kilka procedur wewnętrznych, dzięki którym możliwy jest dobór punktu startowego. Jeśli jednak użytkownik pragnie sam zdefiniować punkt startowy, może skorzystać z tej opcji i wprowadzić początkowe ilości moli produktów.

Uproszczony schemat działania programu przedstawiono na rysunku 2.



Rys. 2. Uproszczony schemat działania programu obliczeniowego

Przykładowe okno z wynikami obliczeń wykonanych dla gazu piorunującego przedstawiono na rysunku 3. Okno zawiera sekcję „Dane" przedstawiającą punkt, dla którego miały zostać wykonane obliczenia. W sekcji „Skład równowagowy" przedstawiono listę produktów wraz z równowagowymi wartościami ilości moli. W sekcji „Dane dla produktów" podawane są wartości entalpii (*H*), entropii (*S*), energii wewnętrznej (*E*), objętości składników gazowych (*Vgs*) i ilości produktów gazowych (*Total gs*) odniesione do jednostki mieszaniny wejściowej, przy czym jednostkę tę (gram lub mol) określa użytkownik.



Rys. 3. Przykładowe okno z danymi wyjściowymi

5. Równowagowe i nierównowagowe obliczenia termodynamiczne

Jak wspomniano wcześniej, program pozwala na obliczenie parametrów dla zadanych punktów p,T lub V,T. Obliczenia mogą być prowadzone w reżimie równowagowym (aktywności chemicznej wszystkich składników), a także nierównowagowym (część składników nie bierze udziału w reakcji). W tabelach 1 i 2 porównano wyniki uzyskane z programu ZMWI oraz z programu CHEETAH [4] dla mieszaniny zawierającej po dwa mole tlenu, wodoru, pyłu węglowego i pyłu aluminiowego. Dane termodynamiczne dla produktów reakcji oraz ich liczba były w obu kodach identyczne. Mieszaninę zawierającą składniki stałe wybrano, ponieważ dla mieszanin gazowych wyniki obliczeń otrzymane z obu programów są prawie identyczne. Założono pełne przereagowanie substancji. Obliczenia wykonano dla punktu $p = 25$ atm i $T = 3000$ K. Podane ilości moli odnoszą się do jednego mola mieszaniny wejściowej. Z tabeli 2 wynika, że największa różnica między ilościa-

mi moli obliczonymi za pomocą obu programów wynosi ok. 1,6% dla substancji o ilościach moli rzędu 10^{-12}.

Tabela 1

Porównanie wartości parametrów i funkcji termodynamicznych uzyskanych z obliczeń równowagowych wykonanych za pomocą kodów ZMWI oraz CHEETAH

Ciśnienie	Objętość	Temperatura	Entalpia	Energia	Entropia	Objętość produktów gazowych	Program
[atm]	[cm^3/g]	[K]	[cal/g]	[cal/g]	[cal/K/g]	[cm^3/g]	
25	308,45	3000	–660,41	–847	2,01	308,45	ZMWI
25	308,73	3000	–657,27	–844	2,08	308,59	CHEETAH

Tabela 2

Porównanie składów produktów reakcji uzyskanych z obliczeń równowagowych wykonanych za pomocą kodów ZMWI oraz CHEETAH

Substancja	Stan skupienia	Ilości moli	
		CHEETAH	ZMWI
CO	GAS	2,50E-01	2,50E-01
H_2	GAS	2,41E-01	2,42E-01
AL_2O_3	SOLID	6,72E-02	6,74E-02
AL_2O	GAS	4,69E-02	4,72E-02
AL	GAS	1,69E-02	1,69E-02
H	GAS	1,17E-02	1,16E-02
ALH	GAS	3,59E-03	3,57E-03
H_2O	GAS	4,60E-04	4,62E-04
ALO	GAS	1,26E-04	1,26E-04
AL_2	GAS	1,19E-04	1,18E-04
CO_2	GAS	6,52E-05	6,53E-05
C_2H_2	GAS	4,36E-05	4,25E-05
AL_2O_2	GAS	2,00E-05	2,02E-05
CHO	GAS	9,79E-06	9,72E-06
CH_3	GAS	8,64E-06	8,51E-06
CH_4	GAS	7,92E-06	7,78E-06
HO	GAS	7,56E-06	7,57E-06
$ALHO_2$	GAS	4,87E-06	4,91E-06

W tabelach 3 i 4 przedstawiono zestawienie wyników obliczeń nierównowagowych dla mieszaniny zawierającej po dwa mole tlenu, wodoru, pyłu węglowego, pyłu aluminiowego oraz dwu moli inercyjnego chemicznie pyłu aluminiowego, który nie brał udziału w reakcji, ale pozostawał w równowadze termicznej z pozostałymi składnikami. Obliczenia wykonano dla punktu p = 25 atm i T = 3000 K.

Tabela 3

Porównanie wartości parametrów i funkcji termodynamicznych uzyskanych z obliczeń nierównowagowych wykonanych za pomocą kodów ZMWI oraz CHEETAH

Ciśnienie	Objętość	Temperatura	Entalpia	Energia	Entropia	Objętość produktów gazowych	Program
[atm]	[cm^3/g]	[K]	[cal/g]	[cal/g]	[cal/K/g]	[cm^3/g]	
25	239,27	3000	7,07	–137,7	1,82	239,27	ZMWI
25	239,52	3000	9,37	–137,7	1,88	239,32	CHEETAH

Tabela 4

Porównanie składów produktów reakcji uzyskanych z obliczeń nierównowagowych wykonanych za pomocą kodów ZMWI oraz CHEETAH

Substancja	Stan skupienia	Ilości moli	
		CHEETAH	ZMWI
CO	GAS	2,00E-01	2,00E-01
H_2	GAS	1,93E-01	1,93E-01
AL Inert	SOLID	1,72E-01	1,72E-01
AL_2O_3	LIQUID	5,38E-02	5,39E-02
AL_2O	GAS	3,75E-02	3,77E-02
AL Inert	GAS	2,82E-02	2,83E-02
AL	GAS	1,37E-02	1,37E-02
H	GAS	9,60E-03	9,60E-03
ALH	GAS	2,82E-03	2,81E-03
H_2O	GAS	3,79E-04	3,81E-04
ALO	GAS	1,06E-04	1,06E-04
AL_2	GAS	9,20E-05	9,14E-05
CO_2	GAS	5,38E-05	5,39E-05
C_2H_2	GAS	2,89E-05	2,83E-05
AL_2O_2	GAS	1,65E-05	1,66E-05
CHO	GAS	7,60E-06	7,54E-06
HO	GAS	6,43E-06	6,44E-06
CH_3	GAS	6,12E-06	6,02E-06

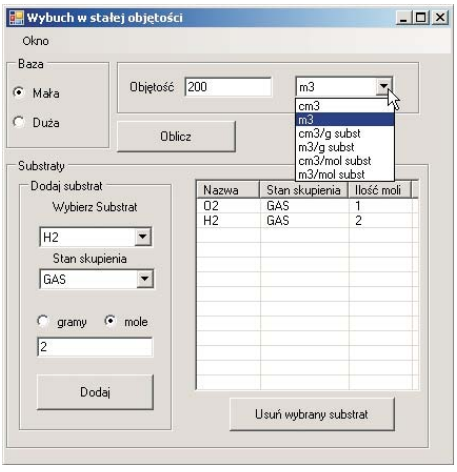
Podobnie jak w przypadku obliczeń równowagowych różnice w obliczonych wartościach ilości moli są stosunkowo małe, jednakże można zauważyć, że wartości entalpii, entropii wykazują większe różnice niż w przypadku obliczeń równowagowych. Różnice te spowodowane są innymi metodami obliczania składu końcowego zastosowanymi w obu programach. W przypadku obliczeń nierównowagowych są one bardziej widoczne, ale można przyjąć, że pozostają w dobrej zgodności.

6. Przykłady obliczeń dla mieszanin gazów i pyłów

6.1. Wybuch w stałej objętości

Na podstawie wprowadzonej objętości oraz składu mieszaniny wejściowej program oblicza parametry wybuchu w stałej objętości. W tym przypadku użytkownik nie ma możliwości wyboru produktów przemiany, gdyż do obliczeń program wybiera wszystkie możliwe produkty z bazy. Okno podzielone jest na sekcje: „Substraty", „Baza" oraz „Objętość". W sekcji „Objętość" użytkownik ma możliwość wprowadzenia objętości całkowitej mieszaniny lub objętości właściwej. Na rysunku 4 przedstawiono okno dla tego wariantu obliczeń wraz z przykładową mieszaniną.

W tabelach 5 i 6 przedstawiono wyniki obliczeń równowagowych dla mieszaniny zawierającej po dwa mole tlenu, wodoru, pyłu węglowego i pyłu aluminiowego. Obliczenia wykonano dla objętości 200 cm^3/g materiału wejściowego.



Rys. 4. Okno dialogowe dla wybuchu w stałej objętości

Tabela 5

Porównanie wartości parametrów i funkcji termodynamicznych uzyskanych z kodów ZMWI oraz CHEETAH dla wybuchu w stałej objętości (obliczenia równowagowe)

Ciśnienie	Objętość	Temperatura	Entalpia	Energia	Entropia	Objętość produktów gazowych	Program
[atm]	[cm^3/g]	[K]	[cal/g]	[cal/g]	[cal/K/g]	[cm^3/g]	
58,2	200	4090	265,66	0	2,18	200	ZMWI
58,2	200	4083	265,49	0	2,28	200	CHEETAH

Tabela 6

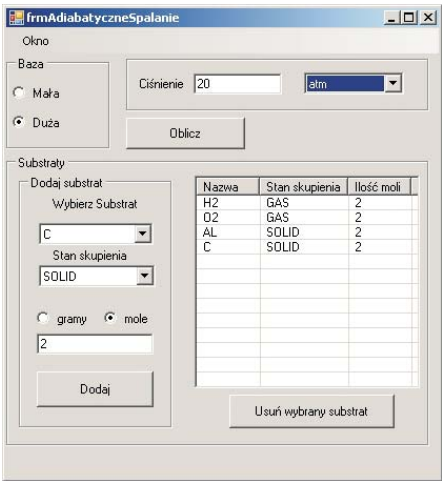
Porównanie składów produktów reakcji uzyskanych z kodów ZMWI oraz CHEETAH dla wybuchu w stałej objętości (obliczenia równowagowe)

Substancja	Stan skupienia	Ilości moli	
		CHEETAH	ZMWI
CO	GAS	2,48E-01	2,48E-01
H_2	GAS	1,88E-01	1,89E-01
H	GAS	8,25E-02	8,38E-02
AL_2O_3	LIQUID	5,68E-02	5,77E-02
AL_2O	GAS	4,15E-02	4,24E-02
AL	GAS	3,25E-02	3,30E-02
H_2O	GAS	1,38E-02	1,41E-02
ALO	GAS	9,44E-03	9,73E-03
ALH	GAS	4,05E-03	4,11E-03
HO	GAS	3,79E-03	3,92E-03
CO_2	GAS	2,09E-03	2,12E-03
O	GAS	9,25E-04	9,63E-04
$ALHO_2$	GAS	9,12E-04	9,45E-04
AL_2O_2	GAS	7,65E-04	7,93E-04
AL_2	GAS	1,46E-04	1,49E-04
CHO	GAS	6,42E-05	6,45E-05
O_2	GAS	2,60E-05	2,74E-05
ALO_2	GAS	2,35E-05	2,47E-05

Z przedstawionych danych wynika, że różnice pomiędzy wartościami obliczonymi w obu programach są pomijalnie małe.

6.2. Spalanie adiabatyczne

Na podstawie wprowadzonej wartości ciśnienia oraz składu mieszaniny wejściowej program oblicza parametry adiabatycznego spalania. Okno podzielone jest na sekcje: „Substraty", „Baza" oraz „Ciśnienie". W sekcji „Ciśnienie" użytkownik ma możliwość wprowadzenia ciśnienia całkowitego mieszaniny. Na rysunku 5 przedstawiono okno dla tego wariantu obliczeń wraz z przykładową mieszaniną.



Rys. 5. Okno dialogowe dla adiabatycznego spalania

W tabelach 7 i 8 przedstawiono wyniki obliczeń równowagowych dla mieszaniny zawierającej po dwa mole tlenu, wodoru, pyłu węglowego i pyłu aluminiowego. Obliczenia wykonano dla ciśnienia 1 atm.

Tabela 7

Porównanie wartości parametrów i funkcji termodynamicznych uzyskanych z kodów ZMWI oraz CHEETAH dla spalania adiabatycznego

Ciśnienie	Objętość	Temperatura	Entalpia	Energia	Entropia	Objętość produktów gazowych	Program
[atm]	[cm^3/g]	[K]	[cal/g]	[cal/g]	[cal/K/g]	[cm^3/g]	
1	9713,1	3310	0	–220,59	2,38	9713,08	ZMWI
1	9701,4	3308	0	–217,78	2,49	9701,30	CHEETAH

Tabela 8

Porównanie składów produktów reakcji uzyskanych z kodów ZMWI oraz CHEETAH dla spalania adiabatycznego

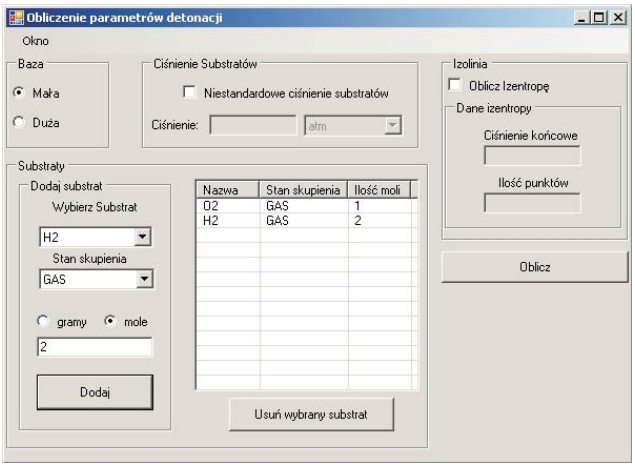
Substancja	Stan skupienia	Ilości moli	
		CHEETAH	ZMWI
CO	GAS	2,484E-01	2,484E-01
H_2	GAS	1,750E-01	1,757E-01
H	GAS	1,250E-01	1,263E-01
AL_2O_3	LIQUID	6,272E-02	6,339E-02
AL_2O	GAS	3,450E-02	3,508E-02
AL	GAS	4,184E-02	4,221E-02
H_2O	GAS	8,821E-03	8,973E-03
ALO	GAS	8,215E-03	8,397E-03
ALH	GAS	1,078E-03	1,082E-03
HO	GAS	2,666E-03	2,731E-03
CO_2	GAS	1,599E-03	1,617E-03
O	GAS	1,117E-03	1,150E-03
$ALHO_2$	GAS	4,724E-04	4,870E-04
AL_2O_2	GAS	4,043E-04	4,168E-04
AL_2	GAS	1,337E-05	1,348E-05
O_2	GAS	2,203E-05	2,298E-05
CHO	GAS	2,758E-06	2,756E-06
ALO_2	GAS	7,025E-06	7,300E-06

Z tabel 7 oraz 8 wynika, że wyniki obliczeń za pomocą obu programów pozostają w dobrej zgodności.

6.3. Parametry detonacji

W przypadku wykonywania obliczeń parametrów detonacji, okno podzielono na sekcje : „Substraty", „Baza", „Ciśnienie substratów", „Izolinia". Sekcja „Ciśnienie substratów" pozwala na wprowadzenie początkowego ciśnienia substratów, jeśli jest ono różne od ciśnienia atmosferycznego. „Izolinia" zawiera opcję obliczenia izentropy rozprężania produktów detonacji wychodzącej z punktu Chapmana-Jougueta. W sekcji tej podaje się wartość ciśnienia, do jakiego ma być obliczana izentropa, oraz liczbę punktów, w których mają być wykonane obliczenia. Na rysunku 6 pokazano okno dla tego wariantu obliczeń.

W tabelach 9-11 przedstawiono wyniki obliczeń równowagowych dla mieszaniny zawierającej po dwa mole tlenu, wodoru, pyłu węglowego i pyłu aluminiowego.



Rys. 6. Okno dialogowe dla obliczeń parametrów detonacji

Tabela 9

Porównanie wartości parametrów detonacji uzyskanych z kodów ZMWI oraz CHEETAH

Prędkość detonacji	Prędkość masowa	Prędkość dźwięku	Program
[m/s]	[m/s]	[m/s]	
2174	1005	1167	ZMWI
2173	1008	1165	CHEETAH

Tabela 10

Porównanie wartości parametrów i funkcji stanu w warunkach detonacji uzyskanych z kodów ZMWI oraz CHEETAH

Ciśnienie	Objętość	Temperatura	Entalpia	Energia	Entropia	Objętość produktów gazowych	Program
[atm]	[cm^3/g]	[K]	[cal/g]	[cal/g]	[cal/K/g]	[cm^3/g]	
33,2	359,14	4065	394,5	105,32	2,24	359,14	ZMWI
33,2	359,87	4064	402,9	128,67	2,35	359,74	CHEETAH

Tabela 11

Porównanie ilości moli produktów detonacji uzyskanych z kodów ZMWI oraz CHEETAH

Substancja	Stan skupienia	Ilości moli	
		CHEETAH	ZMWI
CO	GAS	2,47E-01	2,47E-01
H_2	GAS	1,74E-01	1,76E-01
H	GAS	1,03E-01	1,04E-01
AL_2O_3	LIQUID	5,27E-02	5,39E-02
AL_2O	GAS	4,10E-02	4,20E-02
AL	GAS	3,69E-02	3,73E-02
H_2O	GAS	1,65E-02	1,66E-02
ALO	GAS	1,38E-02	1,39E-02
HO	GAS	6,07E-03	6,12E-03
ALH	GAS	3,32E-03	3,37E-03
CO_2	GAS	2,69E-03	2,69E-03
O	GAS	2,01E-03	2,01E-03
$ALHO_2$	GAS	1,28E-03	1,30E-03
AL_2O_2	GAS	9,72E-04	9,94E-04
AL_2	GAS	1,06E-04	1,08E-04
O_2	GAS	7,26E-05	7,29E-05
CHO	GAS	4,48E-05	4,49E-05
ALO_2	GAS	4,36E-05	4,42E-05

Tak jak w poprzednich przypadkach różnice pomiędzy wartościami obliczonymi dla obu programów pozostają małe (poniżej 3%).Wykonano również obliczenia izentropy rozprężania od ciśnienia w punkcie C-J do ciśnienia atmosferycznego. Wyniki obliczeń przedstawione na płaszczyźnie (p,V) praktycznie pokrywają się.

7. Porównanie wyników modelowania z danymi eksperymentalnymi

7.1. Parametry detonacji mieszanin gazowych

W pracy [5] podano zmierzone wartości prędkości i ciśnienia detonacji dla mieszanin tlenu i wodoru o różnym składzie w stalowych rurach uderzeniowych o średnicach 10 i 1,6 cm. Wyższe wartości parametrów detonacji otrzymano dla większej średnicy (mniejszy wpływ strat cieplnych do ścianki rury na proces detonacji). Obliczenia wykonano za pomocą programu ZMWI i zestawiono w tabeli 12 z danymi eksperymentalnymi dla rury uderzeniowej o średnicy 10 cm.

Tabela 12

Porównanie eksperymentalnych parametrów detonacji [5] z wartościami uzyskanymi za pomocą kodu ZMWI

Skład	Prędkość detonacji [m/s]		Ciśnienie w punkcie C-J [MPa]	
	obliczona	zmierzona	obliczone	zmierzone
$4H_2+O_2$	3398	3344	1,791	1,824
$3H_2+O_2$	3173	3156	1,863	1,864
$2H_2+O_2$	2835	2825	1,880	1,885
H_2+O_2	2317	2320	1,781	1,854
H_2+2O_2	1927	1909	1,588	1,692
H_2+3O_2	1728	1691	1,406	1,530

Z przedstawionych danych wynika, że różnice pomiędzy obliczonymi i zmierzonymi wartościami prędkości detonacji są małe (poniżej 2,2%), a nieco większe dla ciśnienia (do 8 %). Ponadto w przypadku ciśnienia detonacji wszystkie zmierzone wartości są większe od wartości teoretycznych. Należy jednak podkreślić, że w pracy [5] ciśnienie detonacji szacowano na podstawie zarejestrowanego profilu ciśnienia w fali detonacyjnej. Na profilu tym widoczny jest pik von Neumanna a po ok. 20 μs obserwuje się prawie stałe ciśnienie. Jako ciśnienie detonacji przyjmowano średnią wartość z przedziału czasowego 20-80 μs od momentu dotarcia fali detonacyjnej do czujnika.

W pracy [6] podano zmierzone prędkości dla gazu piorunującego oraz jego mieszaniny z gazem obojętnym. Dane doświadczalne i wyniki obliczeń zestawiono w tabeli 13.

Tabela 13

Porównanie eksperymentalnej prędkości detonacji [6] z prędkościami uzyskanymi za pomocą kodu ZMWI

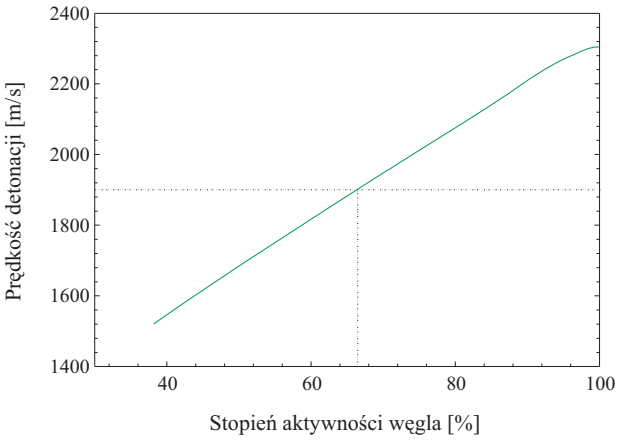
Skład	Prędkość detonacji [m/s]	
	obliczona	zmierzona
$2H_2+O_2$	2835	2819
$2H_2+O_2+1,5He$	3225	3010
$2H_2+O_2+3He$	3458	3130
$2H_2+O_2+5He$	3642	3160
$2H_2+O_2+2,82He+1,18Ar$	2645	2390
$2H_2+O_2+1,5He+1,5Ar$	2374	2330
$2H_2+O_2+1,5Ar$	2134	1950
$2H_2+O_2+3Ar$	1920	1800
$2H_2+O_2+5Ar$	1776	1700

Znaczące rozbieżności między wartościami prędkości detonacji obliczonymi a zmierzonymi pojawiają się przy obecności gazu obojętnego w mieszaninie. Obliczone prędkości są większe, co oznacza, że model idealnej detonacji może zawodzić w przypadku wprowadzania do gazu piorunującego składnika nie biorącego udziału w reakcjach. Przyczyną może być zwiększenie odległości między cząsteczkami utleniacza i paliwa, co spowalnia proces spalania wodoru w strefie reakcji chemicznych fali detonacyjnej.

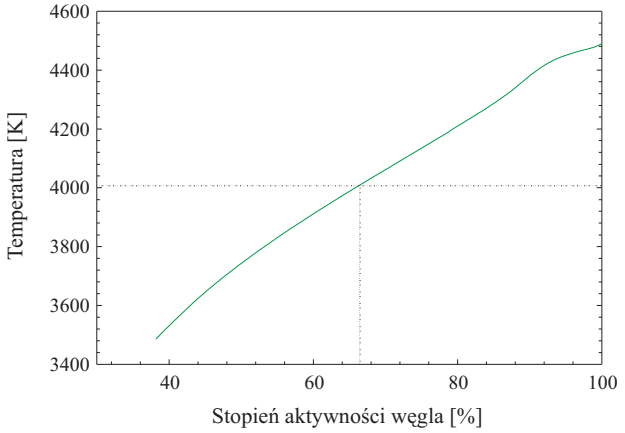
7.2. Parametry detonacji mieszanin gazów z pyłami

W pracy [7] badano zależności prędkości detonacji oraz temperatury uzyskiwanej w procesie detonacji pyłu węglowego w atmosferze tlenu. Wykonując obliczenia nierównowagowe, podjęto próbę oszacowania, jaka ilość pyłu węglowego brała udział w procesie detonacji dla wybranej mieszaniny wybuchowej (mieszanina zawierająca 1,1 kg pyłu węglowego w 1 m^3 tlenu). Przyjęto, że zastosowana w pracy [7] metoda pomiar prędkości detonacji jest dokładniejsza w porównaniu z metodą pomiaru temperatury i porównanie wartości prędkości było podstawą oszacowania stopnia przereagowania pyłu węglowego. Obliczoną za pomocą programu ZMWI zależność prędkości detonacji od stopnia przereagowania pyłu węglowego przedstawiono na rysunku 7.

Dla badanej mieszaniny uzyskano w eksperymencie prędkość detonacji ok. 1900 m/s, co po odniesieniu do wykresu pokazanego na rysunku 7 wskazuje na przemianę pyłu węglowego wynoszącą ok. 66%. Oszacowana na tej podstawie teoretyczna temperatura produktów detonacji w punkcie C-J wynosi ok. 4000 K (rys. 8). Tymczasem zmierzona w pracy [7] temperatura wynosiła 2600 K. Jest więc



Rys. 7. Zależność prędkości detonacji mieszaniny pyłu węglowego i tlenu od stopnia przereagowania węgla



Rys. 8. Zależność temperatury detonacji mieszaniny pyłu węglowego i tlenu od stopnia przereagowania węgla

duża różnica między temperaturą eksperymentalną a obliczoną za pomocą kodu ZMWI. Należy jednak pamiętać, że pomiar temperatury detonacji w punkcie C-J obarczony jest dużym błędem, ponieważ przez szczelinę pirometru obserwowany jest pewien obszar produktów detonacji i mierzona jest średnia temperatura z tego obszaru. Jak pokazano w pracy [8] dla mieszaniny $C_2H_2 + O_2$ temperatura ta może zmieniać się od ok. 3300 K do ok. 4600 K przy zmianie szerokości szczeliny obserwacji fali odpowiednio od 0,3 do 0,04 mm.

8. Podsumowanie

Zaproponowano nowy program komputerowy do obliczania parametrów spalania, wybuchu i detonacji mieszanin gazowych z cząstkami stałymi (pyły, aerozole). Przedstawiono założenia modelu termodynamicznego dla idealnych mieszanin heterogenicznych, sformułowano problem oraz opisano metodę jego rozwiązania. Szczegółowo przedstawiono możliwości programu i sposób jego użytkowania. Porównano wyniki obliczeń dla spalania, wybuchu i detonacji dla mieszaniny gazowej z zawiesiną cząstek stałych uzyskane za pomocą proponowanego programu oraz jednego ze znanych kodów termochemicznych. Wyniki obliczeń skonfrontowano również z danymi eksperymentalnymi zaczerpniętymi w literaturze. Prezentowany program jest pierwszym krokiem w kierunku opracowania kodu do obliczania parametrów detonacji nieidealnych, heterogenicznych kompozycji wybuchowych.

Artykuł wpłynął do redakcji 13.10.2008 r. Zweryfikowaną wersję po recenzji otrzymano w styczniu 2009 r.

LITERATURA

[1] S. Grys, W. A. Trzciński, *Termodynamiczne modelowanie procesów spalania i detonacji idealnych układów heterogenicznych*, Cz. 1. *Podstawy teoretyczne i przegląd modeli*, Biul. WAT, 58, 2, 2009.

[2] *Derivation of thermochemical values for interior ballistic calculation*, NATO Standarization Agreement STANAG 4400, 1993.

[3] *Explosive for civil uses — High explosives*, Part 15: *Calculation of thermodynamic properties*, European Standard EN 13631-15, 2005.

[4] L. E. Fried, *CHEETAH User's Manual*, Lawrence Livermore National Laboratory, 1996.

[5] D. H. Edwards, G. T. Williams, J. C. Breeze, *Pressure and velocity measurements on detonation waves in hydrogen — oxygen mixtures*, J. Fluid. Mech., vol. 6, 1959, 497.

[6] B. Lewis, G. von Elbe, *Combustion flames and explosions of gases*, New York and London, Academic Press INC, 1961.

[7] M. Woliński, *Modeling research on detonation of grain dust mixtures*, in: *Grain dust explosion and control — Final report*, Warsaw, 1993, 149.

[8] R. I. Sołouchin, *Udarnyje wołny i detonacyja w gazach*, Moskwa, 1963, 143.

S. GRYS, W. A. TRZCIŃSKI

Thermodynamic modelling of combustion and detonation of ideal heterogeneous systems. Part 2. Numerical application

Abstract. The method of determination of equilibrium and non-equilibrium states of multicomponent heterogeneous systems was proposed and it was applied for calculation of combustion and detonation parameters of ideal explosive mixtures. The problem was formulated as well as the procedure of its solution and numerical code were presented. The results of calculations were compared with those obtained from existing thermochemical codes and with available experimental data.

Keywords: complex chemical systems, thermochemical equilibrium, combustion, detonation, thermochemical codes

Universal Decimal Classification: 536.46

Biuletyn WAT
Vol. LVIII, Nr 2, 2009

Określenie dynamicznej granicy plastyczności materiału penetratora wykonanego ze spieku na osnowie wolframowej metodą Taylora

EDWARD WŁODARCZYK, JACEK JANISZEWSKI,
WOJCIECH KOPERSKI, MARIUSZ MAGIER[1]

Wojskowa Akademia Techniczna, Instytut Optoelektroniki,
00-908 Warszawa, ul. S. Kaliskiego 2
[1]Wojskowy Instytut Techniczny Uzbrojenia, Zakład Uzbrojenia Artyleryjskiego,
05-220 Zielonka, ul. Prymasa Stefana Wyszyńskiego 7

Streszczenie. W pracy przedstawiono wyniki dynamicznych badań wytrzymałościowych spieków na osnowie wolframowej (stanowiących materiał konstrukcyjny penetratorów pocisków APFSDS-T) metodą testu Taylora. Na podstawie otrzymanych eksperymentalnych wyników badań dynamicznych stwierdzono, że w obliczeniach numerycznych można stosować wartości dynamicznej granicy plastyczności materiału penetratora w zakresie 2100-3000 MPa.
Słowa kluczowe: dynamiczna wytrzymałość metali, obciążenia udarowe, dynamiczna granica plastyczności, test Taylora, materiały konstrukcyjne — wytrzymałość
Symbole UKD: 669.018.2, 539.4

1. Wstęp

Celem prowadzenia dynamicznych badań zachowania się materiału konstrukcyjnego w zakresie w wysokich szybkości odkształceń jest przede wszystkim określenie zmian właściwości mechanicznych (wytrzymałość, plastyczność) w funkcji szybkości odkształceń lub temperatury. Na podstawie wyników badań dynamicznych właściwości materiałów konstrukcyjnych formułuje się także modele konstytutywne stosowane w tworzeniu kodów numerycznych, służących do rozwiązywania zagadnień konstrukcyjnych metodami symulacji komputerowej.

W przypadku aplikacji militarnych związanych z fizyką wybuchu i balistyką końcową, szczególnie ważne jest zbudowanie modelu, np. penetracji pancerza przez pocisk kinetyczny, opartego o wiarygodne wyniki badań dynamicznych, stanowiące podstawę dalszych analiz i optymalizacji konstrukcji pocisku w celu osiągnięcia pożądanej głębokości przebicia.

Wyznaczenie właściwości mechanicznych materiałów konstrukcyjnych prowadzi się za pomocą między innymi takich metod, jak: statycznej próby rozciągania, ściskania lub skręcania. W badaniach z użyciem standardowych maszyn wytrzymałościowych wyznacza się parametry wytrzymałościowe materiału dla prędkości odkształceń średnio 5 s^{-1}.

Przy zastosowaniu urządzeń wytrzymałościowych o specjalnej konstrukcji można wyznaczyć parametry wytrzymałościowe materiału dla prędkości odkształceń około 200 s^{-1}.

Podstawową metodą pozwalającą określić doświadczalnie właściwości materiałów konstrukcyjnych w zakresie szybkości odkształcenia od 500 s^{-1} do około 10^4 s^{-1} jest metoda Hopkinsona. Podczas tych badań odkształcenia materiału sięgają 30%.

W przypadku konieczności identyfikacji parametrów wytrzymałościowych materiału konstrukcyjnego pocisku kinetycznego przeznaczonego do penetracji pancerzy można zastosować metodę Taylora.

W 1948 r. G. Taylor opracował jednowymiarową teorię plastycznych odkształceń płasko zakończonego, długiego pręta uderzającego w prostopadłą nieodkształcalną przegrodę (płytę) [1]. Umożliwia ona, na podstawie geometrycznych pomiarów odzyskanego po udarze odkształconego pręta, oszacowanie dynamicznej granicy plastyczności tego materiału. Obszerną eksperymentalną ilustrację metody przedstawiono w [2].

Od tego czasu pojawiło się szerokie zainteresowanie badaniami udarowymi i szacowaniem dynamicznej granicy plastyczności [3-20]. Prezentowany w literaturze pogląd wskazuje, że jednowymiarowa teoria Taylora charakteryzuje się pewnymi niedokładnościami w szacowaniu dynamicznej granicy plastyczności, szczególnie w przypadku dużych prędkości uderzenia. Z tej przyczyny wielu badaczy koreluje wyniki eksperymentów z symulacjami komputerowymi, które umożliwiają zastosowanie różnych postaci równań konstytutywnych opisujących materiał pręta. Za pomocą takich programów można aproksymować geometryczne wymiary próbek po badaniach z dostateczną dokładnością i określić dynamiczne właściwości jej materiału.

Wadą metod komputerowych jest duży koszt programów oraz pracochłonność przygotowania i realizacji analiz.

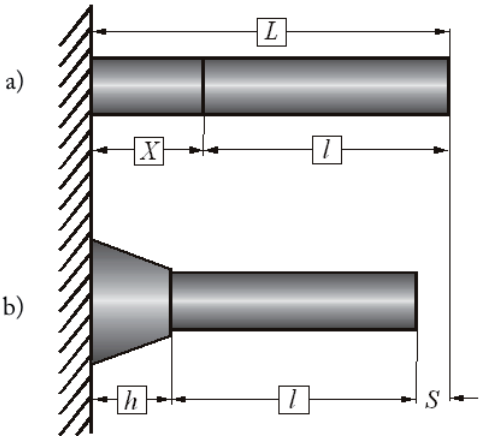
Pomimo ogromnych możliwości współczesnych technik obliczeniowych, proste jednowymiarowe teorie inżynierskie, dające możliwości analitycznych rozwiązań, nie straciły na znaczeniu. Takie teorie często dają badaczom możliwości wglądu we wzajemne oddziaływania fizycznych parametrów badanego problemu i ich

relację do wyniku przypadkowego. Te oddziaływania są często trudne do określenia za pomocą obliczeń komputerowych. Ponadto, proste teorie inżynierskie dostarczają również podstaw do projektowania eksperymentów i interpretacji fizycznej ich wyników.

Klasyczna teoria Taylora [1] oparta jest na wielu założeniach upraszczających i dlatego jej zastosowanie jest ograniczone do małych prędkości uderzenia. Na przykład w równaniu ruchu nieodkształconej części pręta nie uwzględniono ubytku masy jej elementu, który przechodzi w procesie udaru do strefy odkształceń plastycznych. Poprawne równanie wyprowadzono w publikacjach [12, 18]. Wykorzystamy go do opracowania wyników eksperymentalnych prezentowanych w niniejszej pracy.

2. Teoretyczna analiza zmodyfikowanej metody Taylora [12]

Rozważmy jednorodny pręt o początkowej długości L i polu poprzecznego przekroju A_0, który uderza prostopadle w sztywną przegrodę z początkową prędkością V. Niech x oznacza współrzędną Langrange'a skierowaną wzdłuż osi pręta i mającą początek na jego końcu przeciwległym do końca uderzającego. Końce pręta są płaskie. Zakładając, że prędkość uderzenia jest dostatecznie duża, część pręta będzie odkształcać się plastycznie. Niech $X(t)$ reprezentuje zmienny w czasie rozmiar strefy plastycznej zmierzony względem konfiguracji początkowej (rys. 1a), $S(t)$ — zależne od czasu przemieszczenie tylnego końca pręta, i $h(t)$ — zmienny w czasie rozmiar strefy odkształconej plastycznie zmierzonej względem zdeformowanej konfiguracji pręta (rys. 1b). Dodatkowo oznaczymy przez $l(t)$ długość strefy nieodkształconej pręta tak, że $l(t) = L - X(t)$ lub $l(t) + X(t) = S(t) + l(t) + h(t) = L = \text{const}$.



Rys. 1. Schematyczna ilustracja pocisku uderzającego w sztywną przegrodę. Na rysunku 1a pokazano konfigurację początkową pocisku, a na rysunku 1b — konfigurację pocisku zdeformowanego

Załóżmy, że gęstość materiału pręta w procesie zderzenia nie zmienia się (ρ = const) i rozważmy ruch nieodkształconej (sztywnej) jego części. W chwili t, podczas odkształcania pręta w procesie zderzenia przyjmujemy, że długość nieodkształconej jego części jest $L - X(t)$ i zakładamy, że $(dS / dt) = \dot{S}(t) = v(t)$ jest jej bieżącą prędkością przemieszczania się w kierunku osiowym (rys. 2a). Jak pokazano na rysunku 2b, element sztywnej sekcji pręta Δl w przedziale czasu Δt uległ odkształceniu plastycznemu i ma nowe pole przekroju poprzecznego A. Prędkość tego elementu jest oznaczona przez u, prędkość ta ogólnie różni się od prędkości pozostałej sztywnej części pręta $(v + \Delta v)$. Siły, które działają na plastycznie odkształcony element generowane są przez jego wzajemne oddziaływanie z sekcją nieodkształconą, oznaczono je przez F na rysunku 2b, oraz jego wzajemne oddziaływanie z uprzednio zdeformowanym materiałem, oznaczone jako ($P + \Delta P$).

Zgodnie z drugą zasadą dynamiki Newtona liniowa zmiana pędu rozpatrywanego układu w przedziale czasu Δt równa się całkowitemu impulsowi działających nań sił, zatem mamy:

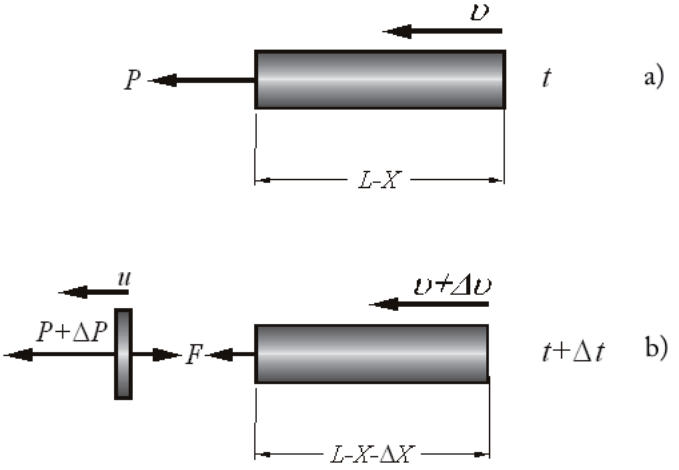
$$\rho A_0 \Delta X u + \rho A_0 (L - X - \Delta X)(v + \Delta v) - \rho A_0 (L - X) v = 1/2 (2P + \Delta P) \Delta t,$$

a po podzieleniu obydwóch stron tego równania przez Δt i określeniu granic dla $\Delta t \to 0$ oraz pominięciu małych wyższego rzędu, otrzymuje się:

$$(L - X)\dot{v} - (v + u)\dot{X} = P / \rho A_0, \tag{2.1}$$

gdzie

$$\dot{v} = dv/dt \quad \text{i} \quad \dot{X} = dX/dt.$$



Rys. 2. Schematyczna ilustracja transferu masy elementu Δl z sekcji sztywnej do części odkształconej w przedziale czasu Δt

Oznaczymy przez σ i e nominalne (inżynierskie) naprężenie i odkształcenie w przekroju odkształconym pręta A. Wówczas $P = \sigma A$, a ponieważ $e = (A_0/A) - 1$ dla materiału o stałej gęstości, przeto:

$$P = \sigma(e) A_0 / (1+e). \tag{2.2}$$

Dalej, zgodnie z rysunkiem 1a, jest

$$l = L - X \quad \text{lub} \quad X = L - l. \tag{2.3}$$

Po uwzględnieniu (2.2) i (2.3), równanie (2.1) można przekształcić do postaci:

$$l\dot{v} + \dot{l}(v-u) = f(e)/\rho\,, \tag{2.4}$$

gdzie

$$f(e) = \sigma(e)/(1+e), \qquad \dot{l} = dl/dt. \tag{2.5}$$

Wyrażenie (2.4) jest ścisłym równaniem ruchu sztywnej (nieodkształconej) części pręta.

Przed dalszymi rozważaniami, zwróćmy uwagę na pewne spostrzeżenia dotyczące równania (2.4). Składowa osiowa przemieszczenia $U(x, t)$ jest funkcją ciągłą wzdłuż współrzędnej Langrange'a x i w czasie t. Zatem zachowuje również ciągłość przy przejściu przez ruchomą powierzchnię graniczną (falę plastyczną) między częściami pręta, sztywną i odkształconą. Natomiast pochodne cząstkowe funkcji $U(x, t)$ na tej granicy mogą być nieciągłe. Oznacza to, że odkształcenie $e = \partial U/\partial x$ i prędkość masowa $\partial U/\partial t$ na czole fali plastycznej mogą zmieniać się w sposób skokowy. Nieciągłości te nie są niezależne. Spełniają one na czole fali plastycznej, rozprzestrzeniającej się z prędkości $\dot{X}(t)$ warunek ciągłości kinematycznej w postaci:

$$u - v = \dot{X}(e_2 - e_1),$$

a ponieważ $e_1 = 0$, $e_2 = e$ i zgodnie z (2.3) $\dot{X} = -\dot{l}$, zatem

$$e\dot{l} + u = v. \tag{2.6}$$

Zwróćmy jeszcze uwagę na fakt, że z relacji $e = (A_0/A) - 1$ wynika wniosek, iż nieciągłość odkształcenia powinna być zauważona w postaci skokowej zmiany pola poprzecznego przekroju (rys. 1b).

Występujący w równaniu (2.4) człon $\dot{l}(v-u)$ dla $\dot{l} \neq 0$ może równać się zeru tylko, gdy $u = v$ Równość ta reprezentuje specjalny przypadek, kiedy prędkość

masowa elementów pręta jest ciągła na czole fali plastycznej. Dalej z relacji (2.6) wynika, że dla $u = v$ jest $e = 0$ i równanie (2.4) redukuje się do postaci:

$$l\dot{v} = \left[f(0)/\rho \right] = -Y/\rho, \tag{2.7}$$

gdzie Y jest dynamiczną granicą plastyczności materiału pręta.

3. Uproszczona teoria problemu

Taylor w swojej teorii założył, że pręt w strefie odkształceń plastycznych, tj. między kowadłem (płytą) a czołem fali plastycznej, podczas udaru jest nieruchomy. To założenie jest prawdopodobnie bliskie rzeczywistości dla małych prędkości uderzenia lub dla wczesnego etapu odkształcenia przy dużych prędkościach uderzenia.

Zgodnie z powyższym założeniem, prędkość $u = 0$ i równania (2.4) oraz (2.6) można zredukować do postaci:

$$\frac{d(lv)}{dt} = \frac{f(e)}{\rho}, \tag{3.1}$$

$$\frac{dl}{dt} = \frac{v}{e}. \tag{3.2}$$

Podobnie jak w teorii Taylora, przyjmujemy, że prędkość przemieszczania się granicy sztywnoplastycznej (fali plastycznej) w opisie Eulera jest stała w procesie udaru, tj.: $(dh/dt) = \dot{h} = \lambda = \text{const}, \quad \lambda > 0$ (rys. 1b). Dalej zgodnie z rysunkiem 1b mamy:

$$S + l + h = L,$$

a po zróżniczkowaniu względem czasu jest:

$$\dot{S} + \dot{l} + \dot{h} = 0. \tag{3.3}$$

Z zależności (3.3), po uwzględnieniu faktu, że $\dot{h} = \lambda$ i $\dot{S} = v,$, otrzymuje się:

$$(dl/dt) = \dot{l} = -(\lambda + v). \tag{3.4}$$

Z równań (3.2) i (3.4) wynika, że odkształcenie *e* można określić wzorem:

$$e = -v/(\lambda + v). \tag{3.5}$$

Po wyeliminowaniu z równań (3.1) i (3.2) różniczki *dt* oraz wykorzystaniu relacji (3.5), otrzymuje się:

$$\frac{d(lv)}{dl} = -\frac{f\left[-v/(\lambda+v)\right]}{\rho(\lambda+v)}. \tag{3.6}$$

Równanie (3.6) można przekształcić do postaci

$$\frac{dl}{l} = -\left[\frac{(\lambda+v)dv}{v(\lambda+v)+ f\left[-v/(\lambda+v)\right]/\rho}\right] \tag{3.7}$$

i po scałkowaniu otrzymuje się:

$$l = l(v) = L\exp\left[\int_v^V \frac{(\lambda+v)dv}{v(\lambda+v)+ f\left[-v/(\lambda+v)\right]/\rho}\right]. \tag{3.8}$$

Na końcu procesu uderzenia jest $l = l_f$ i $v = 0$. Wówczas równanie (3.8) przyjmuje postać:

$$\ln\left(\frac{L}{l_f}\right) = -\int_0^V \frac{(\lambda+v)dv}{v(\lambda+v)+ f\left[-v/(\lambda+v)\right]/\rho}. \tag{3.9}$$

Po eliminacji z równań (3.4) i (3.7) różniczki *dl,* otrzymuje się:

$$dt = \frac{l(v)dv}{v(\lambda+v)+ f\left[-v/(\lambda+v)\right]/\rho},$$

a po scałkowaniu mamy:

$$t = \int_V^v \frac{l(v)dv}{v(\lambda+v)+ f\left[-v/(\lambda+v)\right]/\rho} = -\int_v^V \frac{l(v)dv}{v(\lambda+v)+ f\left[-v/(\lambda+v)\right]/\rho}, \tag{3.10}$$

gdzie funkcja $l(v)$ określona jest wzorem (3.8).

Czas końca zderzenia $t = t_f$ zdeterminowany jest następującą całką:

$$t_f = -\int_0^V \frac{l(v)dv}{v(\lambda+v)+ f\left[-v/(\lambda+v)\right]/\rho}. \tag{3.11}$$

Ponieważ $\dot{h} = \lambda,$ zatem $h = \lambda t$ i $h_f = \lambda t_f$ lub

$$t_f = h_f / \lambda = \left(L_f - l_f\right)/\lambda, \tag{3.12}$$

gdzie $L_f = l_f + h_f$ jest końcową długością pręta po udarze.

Gdy znana jest relacja konstytutywna materiału pręta $\sigma = \sigma(e),$ to całki (3.9) i (3.11) można oszacować. Równania (3.9) i (3.11) są niezależne i można je wykorzystać do określenia dynamicznych właściwości materiału pręta, np. do oszacowania dynamicznej granicy plastyczności i prędkości przemieszczania się czoła fali plastycznej.

4. Analityczne rozwiązanie problemu dla materiału idealnie plastycznego

Równanie konstytutywne dla materiału idealnie plastycznego ma postać:

$$\sigma = -Y, \tag{4.1}$$

gdzie $Y = Y(V)$ jest dynamiczną granicą plastyczności. Zakłada się, że wielkość ta jest stała dla danej prędkości uderzenia.

Po podstawieniu (4.1) do (3.8) i scałkowaniu, otrzymuje się:

$$(L/l) = \left[\left(c^2/\lambda\right) - v\right] / \left[\left(c^2/\lambda\right) - V\right], \qquad c^2 = Y/\rho. \tag{4.2}$$

Na końcu procesu uderzenia, wyrażenie (4.2) redukuje się do postaci:

$$\left(l_f/L\right) = 1 - (\lambda/Y)\left(\rho V^2/Y\right) = 1 - \alpha\beta, \tag{4.3}$$

gdzie

$$\alpha = \rho V^2/Y, \qquad \beta = \lambda/V. \tag{4.4}$$

Równanie (3.11), po wykorzystaniu (4.1), (4.2) i przekształceniach przyjmuje postać:

$$\frac{t_f}{L\left[(Y/\lambda\rho)-V\right]}=\int_0^V\frac{dv}{(\lambda+v)\left[(Y/\lambda\rho)-v\right]^2}. \tag{4.5}$$

Po scałkowaniu wyrażenia (4.5) i wykorzystaniu (3.12) otrzymuje się:

$$\begin{aligned}(L_f-l_f)/L=&\left[\beta(1-l_f/L)^2\right]\Big/\left[1+\beta(1-l_f/L)\right]-\\&-\left\{\left[\beta(l_f/L)(1-l_f/L)\right]\Big/\left[1+\beta(1-l_f/L)\right]^2\right\}\ln\left[\beta(l_f/L)/(1+\beta)\right]\end{aligned} \tag{4.6}$$

lub

$$a\beta^2+b\beta+c=-\beta d\ln\left[\beta(l_f/L)/(1+\beta)\right]=\beta d\ln\left[(1+\beta)/(l_f/L)\beta\right], \tag{4.7}$$

gdzie

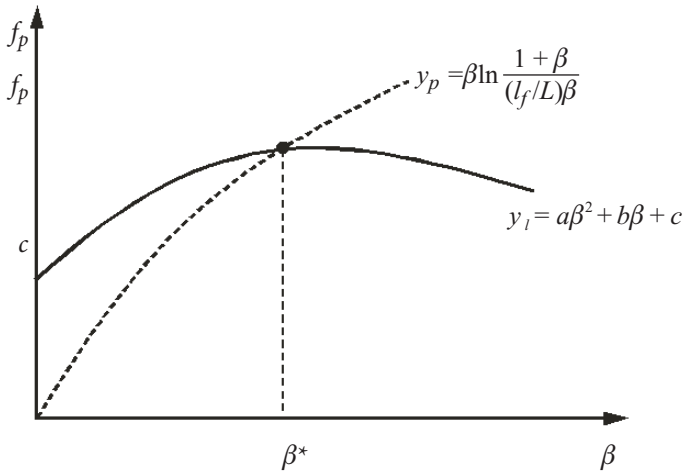
$$\left.\begin{aligned}a&=(1-l_f/L)^2\left[(L_f/L)-1\right]=-\left[1-(L_f/L)\right](1-l_f/L)^2,\\b&=(1-l_f/L)\left[2(L_f/L)-(l_f/L)-1\right],\\c&=(L_f/L)-(l_f/L),\\d&=(l_f/L)(1-l_f/L).\end{aligned}\right\} \tag{4.8}$$

W ten sposób problem zredukowano do rozwiązania równania przestępnego (4.7) w celu określenia parametru β dla uzyskanych eksperymentalnie wielkości (4.8). Z analizy zmian lewej $y_l(\beta)$ i prawej $y_p(\beta)$ stron równania (4.7) w funkcji β wynika, że istnieje jeden pierwiastek rzeczywisty $\beta = \beta^*$ (rys. 3), który spełnia to równanie.

$$y_l(\beta)=a\beta^2+b\beta+c,\qquad y_p(\beta)=\beta d\ln\left[(1+\beta)/(l_f/L)\beta\right]$$

Po określeniu wartości parametru β^* dla wyznaczonych eksperymentalnie współczynników (4.8), z wyrażenia (4.3) mamy:

$$\alpha=\left[1-(l_f/L)\right]/\beta^*. \tag{4.9}$$



Rys. 3. Schemat zmiany funkcji $y_p(\beta)$ i $y_l(\beta)$

Dalej z relacji $(4.4)_1$ i (4.9) otrzymuje się prosty wzór, określający dynamiczną granicę plastyczności materiału badanego pręta, a mianowicie:

$$Y = \frac{\rho V^2}{\alpha} = \frac{\beta^* \rho V^2}{1 - \left(l_f / L\right)}. \tag{4.10}$$

Dane eksperymentalne uzyskane z testów uderzeniowych dla materiału penetratora analizowano za pomocą wyprowadzonych wyżej wzorów. Podajemy je w następnym punkcie pracy.

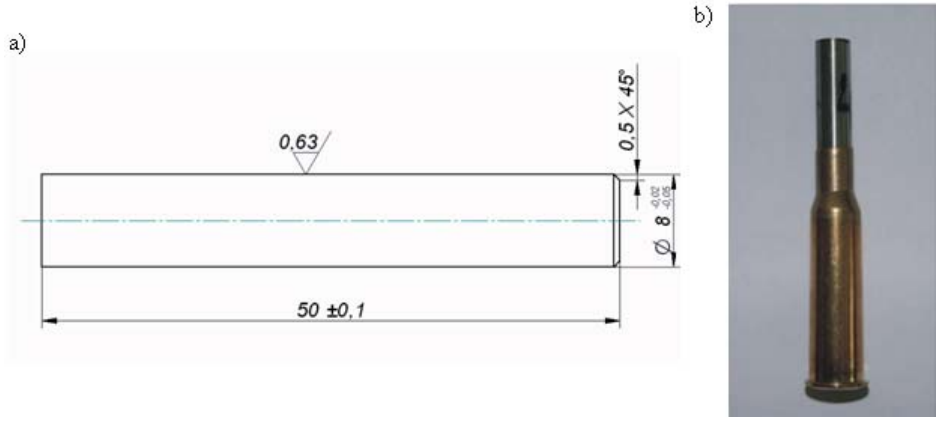
5. Badania eksperymentalne

Badania przeprowadzono za pomocą stanowiska laboratoryjnego, którego widok przedstawiono na rysunku 4. Stanowisko składa się z trzech podstawowych elementów: układu miotającego, miernika prędkości oraz nieodkształcalnej tarczy metalowej.

Do miotania próbek walcowych (rys. 5) zastosowano pirotechniczną metodę napędzania, w której wykorzystano karabin z lufą gładką o kalibrze 8 mm. Przed wykonaniem badania, próbkę materiału badanego osadzano w łusce (rys. 5b), do której wcześniej wsypano obliczoną masę prochu. Stosując różne naważki prochu, otrzymywano różne warunki napędzania (prędkość zderzenia).

Do rejestracji prędkości zderzenia zastosowano optoelektroniczny układ pomiarowy, który widoczny jest na rysunku 4. Bramki optyczne miernika prędkości

Rys. 4. Stanowisko do dynamicznego odkształcania próbek walcowych



Rys. 5. Wymiary próbki badawczej oraz widok próbki osadzonej w łusce

były ustawione pomiędzy wylotem lufy a tarczą, a odległość od wylotu lufy do powierzchni tarczy wynosiła około 80 cm.

Tarczę wykonano ze stali NC6, którą poddano obróbce cieplnej. W wyniku tej obróbki twardość stali wynosiła około 55 HRC. Aby zachować wymagane warunki badania, powierzchnię zderzenia tarczy poddano obróbce szlifowania w celu nadania odpowiednio niskiej chropowatości powierzchni.

Istotnym i trudnym zagadnieniem badania metodą Taylora jest zapewnienie prostopadłego zderzenia walca z powierzchnią tarczy. Aby zapewnić prostopadłe warunki zderzenie, układ miotający mocowano w statywie umożliwiającym jego regulację położenia we wszystkich płaszczyznach. Oprócz tego wykonano przyrząd kontrolno-pomiarowy, zapewniający precyzyjnie prostopadłe ustawienie osi lufy względem powierzchni tarczy po każdym oddanym strzale.

Dynamiczne odkształcanie próbek walcowych wykonanych ze stopu wolframu przeprowadzono dla różnych wartości prędkości zderzenia z przedziału od około 98 do 164 m/s.

W wyniku przeprowadzonych prób udarowego obciążenia otrzymano zdeformowane plastycznie próbki, których kształt przedstawiono na rysunku 6.

Rys. 6. Widok próbek walcowych po przeprowadzeniu testu Taylora

W kolejnym etapie prac eksperymentalnych dokonano pomiaru postaci geometrycznej walców odkształconych dynamicznie. Głównym celem tych pomiarów było określanie położenia granicy l_f pomiędzy odkształconą plastycznie częścią walca a niezdeformowaną. Pomiarów tych dokonano za pomocą współrzędnościowej maszyny pomiarowej. Za kryterium położenia granicy odkształcenia plastycznego l_f (liczonej od końca części niezdeformowanej) przyjęto wzrost średnicy przekroju poprzecznego walca o 0,1 mm w stosunku do średnicy początkowej. Wyniki pomiarów geometrycznych walców zestawiono w tabeli 1.

Tabela 1

Zestawienie wyników pomiarów geometrycznych próbek walcowych

Nazwa próbki	Średnica [mm]	Długość początkowa L [mm]	Długość końcowa L_f [mm]	Położenie granicy l_f [mm]
Próbka nr 1	7,97	49,80	47,05	34,0
Próbka nr 2	7,97	49,97	46,33	32,6
Próbka nr 3	7,98	50,04	47,92	30,2
Próbka nr 4	7,98	49,96	48,28	29,2
Próbka nr 5	7,97	50,08	45,97	32,0

Próbka nr 6	7,98	50,15	49,06	37,5
Próbka nr 7	7,96	49,91	47,42	34,9
Próbka nr 8	7,96	50,01	47,53	37,8
Próbka nr 9	7,97	50,07	47,43	35,2
Próbka nr 10	7,96	50,04	48,42	31,0
Próbka nr 11	7,98	50,07	48,29	34,5
Próbka nr 12*	7,98	49,85	45,20	32,5
Próbka nr 13**	7,98	50,04	46,31	29,7

Na podstawie pomierzonych wielkości wymiarów L_f i l_f odkształconych próbek określono wartości bezwymiarowych parametrów α i β oraz dynamicznej granicy plastyczności Y, zgodnie z podanymi w poprzednim punkcie zależnościami. Wyniki obliczeń zamieszczono w tabeli 2.

Tabela 2

Wyniki obliczeń z wartościami prędkości zderzenia

Nazwa próbki	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12*	13**
Prędkość [m/s]	130,0	147,0	127,9	137,0	158,7	98,58	146,5	143,8	144,1	125,9	127,9	163,6	147,4
Dynamiczna granica plastyczności Y [MPa]	2333	2180	3384	5111	2209	3811	3311	2950	2972	4392	3828	1917	2306

*Pęknięcie, ** Początek pęknięcia

4. Uwagi i wnioski

Otrzymane wyniki dynamicznej granicy plastyczności materiału penetratora charakteryzują się stosunkowo dużym rozrzutem, który prawdopodobnie jest skutkiem niedokładności w pomiarze prędkości zderzenia. Po odrzuceniu skrajnych wartości oraz nieuwzględnieniu w obliczeniach wyników dla próbek 12 i 13 (zaobserwowane pęknięcia), wartości dynamicznej granicy plastyczności zawierają się w przedziale 2100÷3200 MPa.

Źródłem błędu pomiaru prędkości zderzenia walca jest prawdopodobnie zjawisko rozprzestrzeniania się gazów prochowych przed czołem walca. Zjawisko to powoduje niepoprawną pracę układu pomiarowego, ponieważ układ optoelek-

troniczny pierwszej bramki uruchamiany jest przez gazy prochowe, a nie przez przelot próbki walcowej.

Praca naukowa finansowana ze środków Ministerstwa Nauki i Szkolnictwa Wyższego w latach 2006-2008 jako projekt badawczy rozwojowy nr R 00 018 02.

Artykuł wpłynął do redakcji xx.xx.2009 r. Zweryfikowaną wersję po recenzji otrzymano w xxx 2009 r.

LITERATURA

[1] G. Taylor, *The use of flat-ended projectiles for determining dynamic yield stress I. Theoretical considerations*, Proc. Roy. Soc. London Series A, 1948, 194, 289.

[2] A. C. Whiffen, *The use of flat-ended projectiles for determining dynamic field stress II. Tests on various metallic materials*, Proc. Roy. Soc. London Series A, 1948, 194, 300.

[3] E. H. Lee, S. J. Tupper, *Analysis of plastic deformation in a steel cylinder striking a rigid target*, J. Appl. Mech., Trans. ASME, 1954, 21, 63.

[4] J. B. Hawkyard, *A theory for the mushrooming od flat-ended projectiles impacting on flat rigid anvil, using energy consideratios*, Int. J. Mech. Sci., 1969, 11, 313.

[5] J. B. Hawkyard, D. Easoton, W. Johnson, *The mean dynamic yield strenghof copper and low carbon steel at elevated temperatures from measurements of the "mushrooms" of flat-ended projectiles*, Int. J. Mech. Sci, 1968, 10, 929.

[6] G. I. Barenblatt, A. I. Ishlinskii, *On the impact of viscoplastic bar on rigid wall*, Prokl. Math. Mekh., 1962, 26, 497.

[7] T. C. T. Ting, *Impact of nonlinear viscoplastic rod on a rigid wall*, J. Appl. Mech. Trans. ASME, 1966, 33, 505.

[8] M. I. Hutchings, *estimation of yield stress in polymers a high strain-rates using G.I.Taylor's impact technique*, J. Mech. Phys. Solids, 1979, 26, 289.

[9] L. L. Wilson, J. W. House, M. E. Nixon, *Time resolved deformation from the cylinder impact tests*, AFSTL-TR-89-76, November 1989.

[10] G. R. Johnson, T. J. Holmquist, *evaluation of cylinder-impact test data for constitutive model constants*, J. Appl. Phys., 1988, 64, 3901.

[11] P. J. Maudin, R. F. Davidson, R. J. Henninger, *Implementation and assessment of the mechanical-threshold-stress model using the EPIC2 and PINON computer codes*, Los Alamos National Laboratory report LA-11895-MS, September 1990.

[12] S. E. Jones, P. P. Gillis, J. C. Foster Jr., *On the equation of motion of the undeformed section of a Taylor impact specimen*, J. Appl. Phys., 1987, 61, 499.

[13] S. E. Jones, P. P. Gillis, J. C. Foster Jr., L. L. Wilson, *A one-dimensional two-phase flow model for Taylor impact specimens*, J. Engr. Mat'ls. Tech. Trans. ASME, 1991, 113, 228.

[14] J. D. Cinnamon, S. E. Jones, J. C. Foster Jr., P. P. Gillis, *An analysis of early time deformation rate and stress in the Taylor impact test*, Mechanical Behavior of Materials-VI. Proc. Of the Sixth int. Materials Conf., Kyoto, Japan, July 1991, vol. 1, eds. M. Jano and T. Inouc, 1991, 337.

[15] S. E. Jones, P. J. Maudin, P. P. Gillis, J. C. Foster Jr., *An analytical interpretation of high strain rate materials behavior during early time plastic deformation in the Taylor impact test*, Computers Engineering, ed. G. A. Gabriele, vol. 2, ASME, New York, 1992, 173.

[16] P. P. Maudin, J. C. Foster Jr., S. E. Jones, *On the Taylor test, Part III: A continuum mechanics code analysis of plastic wave propagation*, Los Alamos National Laboratory report LA-12836-MS, November 1994.

[17] J. C. Foster Jr., Maudin, P. P., S. E. Jones, *On the Taylor test, Part I: A continuum analysis of plastic wave propagation*, Proc. Of the 1995 ASP Topical Conf., An Shock Compression of Condensed Matter, Seattle, Washington, August 1995, 291.

[18] P. P. Maudin, J. C. Foster Jr., S. E. Jones, *An engineering analysis of plastic wave propagation in the Taylor test*, Int. J. Impact Engng., 1997, 19, 95.

[19] N. Cristescu, *Dynamic plasticity*, North-Holland, Amsterdam, 1967.

[20] M. A. Meyers, *Dynamic behavior of materials*, Johns Wiley and sons, INC, New York–Chichester–Brisbane–Toronto–Singapoure, 1994.

E. WŁODARCZYK, J. JANISZEWSKI, W. KOPERSKI, M. MAGIER

Estimation of yield stress in tungsten rods at high strain-rates using Taylor's impact technique

Abstract. In this paper, we present the estimation of yield stress in tungsten rods at high strain-rates using Taylor's impact. The results of this test showed that the yield stress in tungsten rods achieved 2100-3200 MPa for the impact velocity of about 130-150 m/s. The experimental results will be used for computer analyses of the armour penetration process by tungsten penetrators.

Keywords: terminal ballistic, Taylor's test, construction materials — strength
Universal Decimal Classification: 669.018.2, 539.4

Biuletyn WAT
Vol. LVIII, Nr 2, 2009

Wpływ ruchu powierzchni przyłożenia warunków brzegowych na dynamikę kulistej osłony balistycznej obciążonej wewnętrznie ciśnieniem produktów detonacji mieszaniny wybuchowej

EDWARD WŁODARCZYK, MARIUSZ ZIELENKIEWICZ[1]

Wojskowa Akademia Techniczna, Wydział Mechatroniki,
00-908 Warszawa, ul. S. Kaliskiego 2
[1]Wojskowy Instytut Techniczny Uzbrojenia, Zakład Uzbrojenia Artyleryjskiego,
05-220 Zielonka, ul. Prymasa Stefana Wyszyńskiego 7

Streszczenie. Zbadano dynamiczne pola: przemieszczeń, odkształceń i naprężeń w kulistej grubościennej osłonie balistycznej, obciążonej wewnętrznie ciśnieniem produktów detonacji materiału wybuchowego. Założono, że materiał osłony jest jednorodny izotropowy i sprężyście nieściśliwy. Okazuje się, że taka osłona pod wymienionym obciążeniem drga radialnie z określoną częstością kołową, podobnie jak układ mechaniczny o jednym stopniu swobody. Rozpatrzono dwa modele matematyczne badanego zagadnienia: liniowy, w którym warunki brzegowe lokalizowano na początkowym położeniu powierzchni granicznych osłony (współrzędne Lagrange'a) i nieliniowy, uwzględniający ruch granicznych powierzchni osłony w warunkach brzegowych (współrzędne Eulera). Dla modelu liniowego uzyskano analityczne zamknięte rozwiązanie problemu. W przypadku bardzo małych odkształceń sprężystych, mniejszych od 1% otrzymuje się z niego wyniki zbieżne z rozwiązaniem nieliniowym. Tylko w tym przedziale odkształceń ($\varepsilon_\varphi < 0{,}01$) można go stosować w inżynierskich obliczeniach. Dla większych odkształceń błędy wynikające z linearyzacji problemu są rzędu kilkunastu i więcej procent. Linearyzacja zagadnienia zniekształca ilościowy i jakościowy obraz dynamicznych parametrów osłony.

Słowa kluczowe: dynamika kulistej osłony balistycznej, wewnętrzne obciążenie wybuchowe, materiał osłony sprężyście nieściśliwy
Symbole UKD: 623.45

1. Wprowadzenie

Jednowymiarowe zagadnienia początkowo-brzegowe, związane z wybuchowym obciążaniem różnych ośrodków i konstrukcji o symetriach osiowej i punktowej były i są analizowane przez wielu badaczy [1-10]. Do tej grupy zagadnień należą, między innymi, dynamiczne obciążanie wewnętrznym ciśnieniem grubościennych cylindrycznych i kulistych zbiorników (osłon balistycznych). W produkcji luf armatnich i wysokociśnieniowych zbiorników stosuje się *autofrettage*. Jest to samowzmocnienie wymienionych obiektów za pomocą wysokiego ciśnienia (wybuchu mieszaniny gazowej), powodującego plastyczne odkształcenie ich wewnętrznych warstw. Po takim przeprężeniu obiektów robocze obciążenie powoduje w nich tylko odkształcenia sprężyste.

Z przytoczonych, wybranych zagadnień technicznych wynika wniosek, że dynamika balistycznych osłon obciążonych wybuchowo jest ważnym problemem zasługującym na szczegółowe teoretyczne badania z różnych punktów widzenia.

W ujęciu ogólnym są to skomplikowane pod względem matematycznym problemy początkowo-brzegowe. Dla pokonania matematycznych trudności stosuje się rozsądny kompromis z fizyką zjawiska. Z tego powodu teoretyczne prognozy należy traktować w sposób umiarkowany i weryfikować eksperymentalnie.

W celu uzyskania analitycznych rozwiązań konkretnych zagadnień granicznych, przyjmuje się modelowe uproszczenia oparte na fizycznych przesłankach konkretnego problemu. Na przykład, bazując na liniowej teorii sprężystości małych przemieszczeń i odkształceń, zaniedbuje się w warunkach brzegowych ruch powierzchni granicznych podczas procesu odkształcania danego układu [1, 10]. Warunki brzegowe formułowane są dla początkowego położenia granicznych powierzchni (brzegów) danego układu. Takie założenia przyjmuje się arbitralnie bez ograniczenia jego stosowania. W dostępnej literaturze brak jest ilościowych oszacowań wpływu tego uproszczenia na dynamiczne charakterystyki badanych obiektów.

W niniejszej pracy podjęto próbę ilościowego określenia błędu, jaki wynika z takiego uproszczenia. Problem rozpatrzono na przykładzie dynamiki kulistej grubościennej osłony balistycznej, obciążonej wewnętrznym ciśnieniem produktów detonacji materiału wybuchowego.

2. Sformułowanie problemu

Określimy dynamiczne stany mechanicznych charakterystyk w grubościennej metalowej osłonie kulistej, obciążonej wewnętrznie ciśnieniem produktów detonacji gazowej mieszaniny wybuchowej.

Materiał osłony jest jednorodny, izotropowy i sprężyście nieściśliwy. Ruch osłony charakteryzuje się punktową symetrią i podlega prawu Hooka. Oznaczymy

przez *a* i *b* początkowe promienie osłony, odpowiednio wewnętrzny i zewnętrzny. Stosujemy sferyczny układ współrzędnych r, φ, θ. W związku z tym stany naprężeń i odkształceń w materiale osłony reprezentowane są przez następujące składowe główne tensorów naprężenia i odkształcenia:

σ_r — naprężenie promieniowe (radialne),
$\sigma_\varphi = \sigma_\theta$ — naprężenia obwodowe,
ε_r — odkształcenie promieniowe,
$\varepsilon_\varphi = \varepsilon_\theta$ — odkształcenia obwodowe.

Z punktowej symetrii problemu wynika, że zagadnienie jest przestrzennie jednowymiarowe. Zatem parametry charakteryzujące dynamiczny stan osłony zależą od jednej współrzędnej przestrzennej r i czasu t. Stosujemy teorię małych przemieszczeń i odkształceń. Z tego powodu zmienne r, t można traktować jako współrzędne Lagrange'a lub Eulera. W dalszym ciągu rozważań w opisie Eulera, dla odróżnienia współrzędną przestrzenną oznaczono literą R.

Zagadnienie jest rozwiązywane w ramach liniowej teorii sprężystości, zgodnie z którą mamy następujące relacje [3, 9]:

$$\varepsilon_r(r,t) = \frac{\partial u(r,t)}{\partial r}, \quad \varepsilon_\varphi(r,t) = \varepsilon_\theta(r,t) = \frac{u(r,t)}{r}, \tag{2.1}$$

$$\sigma_\varphi(r,t) - \sigma_r(r,t) = 2\mu\left[\varepsilon_\varphi(r,t) - \varepsilon_r(r,t)\right], \tag{2.2}$$

gdzie u jest przemieszczeniem radialnym elementu osłony, a μ oznacza moduł Kirchhoffa:

$$\mu = \frac{E}{2(1+\nu)}. \tag{2.3}$$

Z kolei symbolami E i ν oznaczono odpowiednio moduł Younga i liczbę Poissona.

Z prawa zachowania masy, zapisanego dla elementu osłony we współrzędnych Lagrange'a r, t w symetrii punktowej, otrzymuje się:

$$(r+u)^2\left(1+\frac{\partial u}{\partial r}\right) = \frac{\rho_0}{\rho}r^2, \tag{2.4}$$

gdzie symbole ρ_0 i ρ oznaczają gęstości materiału osłony: początkową i bieżącą.

Dla umiarkowanych ciśnień nieprzekraczających kilku tysięcy MPa, w przypadku metali można przyjąć, że $\rho \approx \rho_0 = \text{const}$. Popełniony przy tym błąd jest rzędu ułamka procentu [10]. Po uwzględnieniu tego założenia, dla małych odkształ-

ceń, ($\varepsilon_\varphi \varepsilon_r = \frac{u}{r}\frac{\partial u}{\partial r} \approx 0$, $\varepsilon_\varphi^2 = \left(\frac{u}{r}\right)^2 \approx 0$ i $\varepsilon_\varphi^2 \varepsilon_r = \left(\frac{u}{r}\right)^2 \frac{\partial u}{\partial r} \approx 0$) równanie (2.4) można zredukować do postaci:

$$\frac{\partial u}{\partial r} + 2\frac{u}{r} = 0. \tag{2.5}$$

Z dynamicznej równowagi elementu osłony, zapisanej we współrzędnych Lagrange'a *r*, *t*, po przekształceniach otrzymuje się ogólne równanie ruchu tego elementu w następującym kształcie:

$$\rho_0 \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \left(1+\frac{u}{r}\right)^2 \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + 2\left(1+\frac{u}{r}\right)\left(1+\frac{\partial u}{\partial r}\right)\frac{\sigma_r - \sigma_\varphi}{r}. \tag{2.6}$$

Dla małych przemieszczeń i odkształceń, określonych wzorami (2.1), po uwzględnieniu faktu, że $\varepsilon_\varphi = (u/r) << 1$ i $\varepsilon_r = (\partial u/\partial r) << 1$, równanie (2.6) można uprościć do postaci:

$$\frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + 2\frac{\sigma_r - \sigma_\varphi}{r} = \rho_0 \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}. \tag{2.7}$$

Identyczną postać równania w przypadku małych przemieszczeń i odkształceń uzyskuje się we współrzędnych Eulera, tj.:

$$\frac{\partial \sigma_r}{\partial R} + 2\frac{\sigma_r - \sigma_\varphi}{R} = \rho_0 \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}. \tag{2.8}$$

Przejdziemy obecnie do modelowania ruchu gazowych produktów detonacji mieszaniny wybuchowej zawartej w osłonie.

Zakładamy, że inicjacja detonacji mieszaniny wybuchowej nastąpiła w centrum osłony. Po zakończeniu procesu detonacji produkty wybuchu nie dyfundują do metalu i, podobnie jak w wybuchach podwodnych [2], tworzą pęcherz gazowy o początkowym promieniu $R_a(0) = a$. Fala detonacyjna po uderzeniu w wewnętrzną powierzchnię osłony $r = a$ ulega refrakcji i powstają dwie rozbieżne fale uderzeniowe. Jedna z nich przemieszcza się w ściance osłony na zewnątrz układu, a druga propaguje się koncentrycznie w produktach detonacji do środka pęcherza gazowego. W dalszym ciągu tego procesu następują kolejne odbicia fal uderzeniowych od centrum pęcherza i powierzchni osłony. Ze względu na duże prędkości fal uderzeniowych (rzędu kilku tysięcy m/s) i skończone wymiary osłony, niestacjonarny proces refrakcji fal uderzeniowych jest krótkotrwały. W tym czasie następuje intensywny nieodwracalny transport znacznej ilości energii z pęcherza

do osłony. Na przykład w wybuchach podwodnych około 2/3 energii produktów detonacji przekazywana jest bezpowrotnie do otoczenia [1, 2]. Energia ta zostaje przekształcona w ciepło i pracę mechaniczną. Wskutek tego ciśnienie w pęcherzu intensywnie maleje, szybko wyrównuje się i produkty detonacji w całości rozszerzają się w przybliżeniu adiabatycznie. Krótkotrwały (rzędu kilku mikrosekund) niestacjonarny proces refrakcji fal uderzeniowych w pęcherzu i osłonie pomija się. W procesie tym następuje wzmocnienie materiału osłony (*autofrettage*).

Po wyrównaniu się ciśnienia w pęcherzu termodynamiczne charakterystyki produktów detonacji można aproksymować modelem gazu politropowego [1, 8]. Przy takich uproszczeniach z zasady zachowania masy gazu w pęcherzu i adiabaty Poissona wynika, że na wewnętrzną powierzchnię osłony, po zakończeniu detonacji mieszaniny wybuchowej, działa ciśnienie określone następującym wzorem [6, 8]:

$$p\left[R_a(t)\right] = p_0\left[\frac{a}{R_a(t)}\right]^{3k}, \quad p_0 = np_J, \quad n<1, \tag{2.9}$$

gdzie $R_a(t)$ oznacza wewnętrzny bieżący promień osłony (współrzędna Eulera), tj.:

$$R_a(t) = a + u(a,t), \tag{2.10}$$

a współczynnik n charakteryzuje ilość energii wewnętrznej odprowadzonej z pęcherza do osłony podczas refrakcji fal uderzeniowych. Symbole k i p_J odpowiednio oznaczają wykładnik politropy Poissona i ciśnienie w punkcie Chapmana-Jougeta produktów detonacji.

Dla domknięcia układu równań należy określić jeszcze warunki brzegowe i początkowe rozpatrywanego układu.

Zlinearyzowany układ równań (2.5) i (2.8) rozwiązano dla następujących warunków brzegowych:

$$\sigma_r\left[R_a(t),t\right] = -p_0\left[\frac{a}{R_a(t)}\right]^{3k} \quad \text{dla} \quad R = R_a(t), \tag{2.11}$$

$$\sigma_r\left[R_b(t),t\right] \equiv 0 \quad \text{dla} \quad R = R_b(t), \tag{2.12}$$

i jednorodnych warunków początkowych:

$$u(r,0) \equiv 0, \qquad v(r,0) = \left.\frac{\partial u}{\partial t}\right|_{t=0} \equiv 0, \tag{2.13}$$

gdzie

$$R_b(t) = b + u(b,t). \tag{2.14}$$

Rozwiązanie tak sformułowanego problemu prezentujemy w następnym paragrafie.

3. Rozwiązanie zagadnienia początkowo-brzegowego

Całka ogólna równania (2.5) ma postać:

$$u(r,t) = \frac{C(t)}{r^2}, \tag{3.1}$$

gdzie $C(t)$ jest dowolną ciągłą, dwa razy różniczkowalną funkcją czasu t.

Przemieszczenia granicznych powierzchni osłony można wyrazić za pomocą współrzędnych Eulera tych powierzchni $R_a(t)$ i $R_b(t)$, a mianowicie:

$$\begin{aligned} u(a,t) &= R_a(t) - a, \\ u(b,t) &= R_b(t) - b. \end{aligned} \tag{3.2}$$

Następnie z wyrażeń (3.1) i (3.2) wynika, że funkcja $C(t)$ jest również jednoznacznie określona przez współrzędną $R_a(t)$ lub $R_b(t)$, tj.:

$$C(t) = a^2\left[R_a(t) - a\right] \quad \text{lub} \quad C(t) = b^2\left[R_b(t) - b\right]. \tag{3.3}$$

Z wyrażeń tych otrzymuje się:

$$R_b(t) = b + \frac{a^2\left[R_a(t) - a\right]}{b^2}. \tag{3.4}$$

Ostatecznie z zależności (3.1) i (3.2) mamy:

$$u(r,t) = \frac{a^2\left[R_a(t) - a\right]}{r^2} \approx \frac{a^2\left[R_a(t) - a\right]}{R^2}, \tag{3.5}$$

$$\frac{\partial^2 u(r,t)}{\partial t^2} = \frac{a^2}{r^2}\ddot{R}_a(t) \approx \frac{a^2}{R^2}\ddot{R}_a(t); \quad \ddot{R}_a(t) = \frac{\mathrm{d}^2 R_a(t)}{\mathrm{d}t^2}. \tag{3.6}$$

Wyrażenia (2.1) i (2.2), po wykorzystaniu zależności (3.5), można zapisać w następującej postaci:

$$\begin{aligned}\varepsilon_r(r,t) &= -2\frac{a^2\left[R_a(t)-a\right]}{r^3},\\ \varepsilon_\varphi(r,t) &= \varepsilon_\theta(r,t) = \frac{a^2\left[R_a(t)-a\right]}{r^3} = -\frac{1}{2}\varepsilon_r(r,t),\end{aligned} \tag{3.7}$$

$$\sigma_\varphi(r,t)-\sigma_r(r,t) = 6\mu\frac{a^2\left[R_a(t)-a\right]}{r^3} \approx 6\mu\frac{a^2\left[R_a(t)-a\right]}{R^3} \approx 6\mu\varepsilon_\varphi(r,t). \tag{3.8}$$

Po podstawieniu zależności (3.6) i (3.8) do równania (2.8) mamy:

$$\frac{\partial\sigma_r}{\partial R} = 12\mu\frac{a^2\left[R_a(t)-a\right]}{R^4} + \rho_0\frac{a^2}{R^2}\ddot{R}_a(t),$$

a po scałkowaniu względem R otrzymuje się:

$$\sigma_r(R,t) = -4\mu\frac{a^2\left[R_a(t)-a\right]}{R^3} - \rho_0\frac{a^2}{R}\ddot{R}_a(t) + A(t), \tag{3.9}$$

gdzie $A(t)$ jest dowolną funkcją czasu.

Z warunku brzegowego (2.12) i wyrażenia (3.9) wynika, że

$$A(t) = 4\mu\frac{a^2\left[R_a(t)-a\right]}{R_b^3(t)} + \rho_0\frac{a^2}{R_b(t)}\ddot{R}_a(t),$$

a po uwzględnieniu relacji (3.4) mamy:

$$A(t) = 4\mu\frac{a^2\left[R_a(t)-a\right]}{\left\{b+\dfrac{a^2\left[R_a(t)-a\right]}{b^2}\right\}^3} + \frac{\rho_0 a^2}{b+\dfrac{a^2\left[R_a(t)-a\right]}{b^2}}\ddot{R}_a(t). \tag{3.10}$$

Z zależności (3.9) i (3.10) wynika, że naprężenie $\sigma_r(R, t)$ można określić następującym wzorem:

$$\sigma_r(R,t) = -\frac{\rho_0 a^2}{R}\frac{b^3 + a^2\left[R_a(t) - a\right] - b^2 R}{b^3 + a^2\left[R_a(t) - a\right]}\ddot{R}_a(t) + \\ - 4\mu\frac{a^2\left[R_a(t) - a\right]}{R^3}\frac{\left\{b^3 + a^2\left[R_a(t) - a\right]\right\}^3 - b^6 R^3}{\left\{b^3 + a^2\left[R_a(t) - a\right]\right\}^3}. \tag{3.11}$$

Z kolei po podstawieniu wyrażenia (3.11) do warunku brzegowego (2.11) i przekształceniach otrzymuje się nieliniowe równanie różniczkowe drugiego rzędu, które powinna spełniać funkcja $R_a(t)$, a mianowicie:

$$\ddot{R}_a(t) = \frac{R_a(t)}{\rho_0 a^2}\frac{b^3 + a^2\left[R_a(t) - a\right]}{b^3 + a^2\left[R_a(t) - a\right] - b^2 R_a(t)}\left\{p_0\left[\frac{a}{R_a(t)}\right]^{3k} + \right. \\ \left. -4\mu\frac{a^2\left[R_a(t) - a\right]}{R_a^3(t)}\frac{\left\{b^3 + a^2\left[R_a(t) - a\right]\right\}^3 - b^6 R_a^3(t)}{\left\{b^3 + a^2\left[R_a(t) - a\right]\right\}^3}\right\}. \tag{3.12}$$

Okazuje się jednak, że równanie to w zakresie małych przemieszczeń i odkształceń elementów osłony można zlinearyzować. Rzeczywiście, jeśli uwzględnić fakt, że $(1 + u/a) \approx 1$, bo $(u/a) << 1$, to po takim uproszczeniu z (3.12) otrzymuje się:

$$\ddot{R}_a(t) + 4\frac{\mu}{\rho_0}\frac{b^2 + ab + a^2}{a^2 b^2}R_a(t) - 4\frac{\mu}{\rho_0}\frac{b^2 + ab + a^2}{ab^2} - \frac{p_0}{\rho_0}\frac{b}{a(b-a)} \approx 0. \tag{3.13}$$

Funkcja $R_a(t)$ charakteryzująca drgania wewnętrznej powierzchni osłony, zgodnie z (2.14) powinna spełniać następujące warunki początkowe:

$$R_a(0) = a\ , \quad \dot{R}_0(0) = 0. \tag{3.14}$$

Dla ułatwienia dalszej analizy zagadnienia wprowadzimy następujące wielkości bezwymiarowe:

$$\left.\begin{aligned}
&\xi=\frac{r}{a}, \qquad \eta=\frac{t}{T_0}, \qquad \xi_a=\frac{R_a}{a}, \qquad \beta=\frac{b}{a}, \qquad U=\frac{u}{a},\\
&\xi_R=\frac{R}{a}=\frac{r}{a}+\frac{u}{a}=\xi+U, \qquad \overline{\omega}_0=\frac{\omega_0}{(c/a)}=\frac{2\sqrt{\beta^2+\beta+1}}{\beta},\\
&S_r=\frac{\sigma_r}{p_0}, \qquad S_\varphi=\frac{\sigma_\varphi}{p_0}, \qquad S_z=S_\varphi-S_r, \qquad P=\frac{p_0}{\mu},
\end{aligned}\right\} \tag{3.15}$$

oraz dodatkowe parametry:

$$\begin{aligned}
&c=\sqrt{\frac{\mu}{\rho_0}}, \qquad \omega_0^2=4\frac{\mu}{\rho_0}\frac{b^2+ab+a^2}{a^2b^2}=4\left(\frac{c}{a}\right)^2\frac{\beta^2+\beta+1}{\beta^2},\\
&\omega_0=\frac{2\sqrt{\beta^2+\beta+1}}{\beta}\frac{c}{a}=\frac{2\pi}{T_0},
\end{aligned} \tag{3.16}$$

gdzie symbole c, ω_0 i T_0 odpowiednio oznaczają: prędkość propagacji fali poprzecznej w materiale osłony, kołową częstość i okres drgań własnych osłony.

Równania (3.12) i (3.13) oraz warunki początkowe (3.14) zapisane odpowiednio w wielkościach bezwymiarowych (3.15), po wykorzystaniu (3.16) mają postać:

$$\begin{aligned}
\ddot{\xi}_a(\eta)=\pi^2\frac{\beta^2}{\beta^2+\beta+1}\frac{\xi_a\left(\beta^3-1+\xi_a\right)}{\beta^3-1-\left(\beta^2-1\right)\xi_a}\Big\{&P\xi_a^{-3k}+\\
&-4\frac{\xi_a-1}{\xi_a^3}\frac{\left\{\beta^3-1+\xi_a\right\}^3-\beta^6\xi_a^3}{\left\{\beta^3-1+\xi_a\right\}^3}\Big\},
\end{aligned} \tag{3.17}$$

$$\ddot{\xi}_a(\eta)=(2\pi)^2\left(-\xi_a+\frac{\beta^3}{4\left(\beta^3-1\right)}P+1\right)=f(\xi_a), \tag{3.18}$$

$$\xi_a(0)=1, \qquad \dot{\xi}_a(0)=0. \tag{3.19}$$

gdzie

$$f(\xi_a)=(2\pi)^2\left(1+\frac{\beta^3}{4\left(\beta^3-1\right)}P-\xi_a\right). \tag{3.20}$$

Z analizy wyprowadzonych dotychczas zależności wynika wniosek, że wszystkie mechaniczne charakterystyki osłony po wybuchowym obciążeniu są określone analitycznymi wzorami (3.5), (3.7), (3.8), (3.11) i (3.12), w których występuje jako niewiadoma współrzędna Eulera wewnętrznej powierzchni osłony $R_a(t)$. Określamy ją jednoznacznie z równania (3.12), a w postaci zlinearyzowanej z zależności (3.13) i warunków początkowych (3.14). Równanie (3.12) jest nieliniowe i w ogólnym przypadku całkujemy je numerycznie, np. za pomocą metody Runge'go-Kutty. Natomiast równanie (3.13) rozwiązano analitycznie w zamkniętej postaci w następnym paragrafie.

4. Analityczne rozwiązanie zagadnienia dla przypadku zlinearyzowanego

Z analizy równań (3.13) i (3.18) oraz warunków początkowych (3.14) i (3.19) wynika, że stanowią one matematyczny model dla osłony obciążonej w sposób nagły wewnętrznym ciśnieniem p_0, które nie zmienia się podczas całego jej ruchu. Tak uproszczony problem można rozwiązać analitycznie. W tym celu równanie (3.18) przekształcamy do postaci:

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\eta}\left[\dot{\xi}_a^2(\eta)\right] = 2\dot{\xi}_a(\eta) f(\xi_a),$$

z której po scałkowaniu i uwzględnieniu warunków początkowych otrzymuje się:

$$\dot{\xi}_a^2(\eta) = 2\int_1^{\xi_a} f(x)\mathrm{d}x =$$

$$= 2(2\pi)^2 \int_1^{\xi_a}\left[-x + \frac{\beta^3}{4(\beta^3-1)}P + 1\right]\mathrm{d}x = (2\pi)^2\left\{-x^2 + 2\left[\frac{\beta^3}{4(\beta^3-1)}P + 1\right]x\right\}_1^{\xi_a}$$

lub

$$\dot{\xi}_a(\eta) = \frac{\mathrm{d}\xi_a}{\mathrm{d}\eta} = 2\pi\left\{-\xi_a^2 + 2\left[\frac{\beta^3}{4(\beta^3-1)}P + 1\right]\xi_a - \left[\frac{\beta^3}{2(\beta^3-1)}P + 1\right]\right\}^{\frac{1}{2}}.$$

Po rozdzieleniu zmiennych w powyższym wyrażeniu i scałkowaniu mamy:

$$2\pi\eta = \arccos\frac{-2\xi_a + 2\left[\dfrac{\beta^3}{4\left(\beta^3-1\right)}P+1\right]}{2\left[\dfrac{\beta^3}{4\left(\beta^3-1\right)}P\right]}$$

lub

$$\xi_a(\eta) = 1 + \frac{\beta^3}{4\left(\beta^3-1\right)}P\left(1-\cos 2\pi\eta\right). \tag{4.1}$$

Analityczny kształt funkcji $\xi_a(\eta)$ pozwala określić w analitycznej zamkniętej postaci wszystkie mechaniczne charakterystyki osłony obciążonej w sposób nagły wewnętrznym ciśnieniem p_0, a mianowicie:

$$U(\xi,\eta) = \frac{\xi_a - 1}{\xi^2} = \frac{\beta^3}{4\left(\beta^3-1\right)}P\frac{1-\cos 2\pi\eta}{\xi^2}, \tag{4.2}$$

$$\varepsilon_\varphi(\xi,\eta) = -\frac{1}{2}\varepsilon_r(\xi,\eta) = \frac{\beta^3}{4\left(\beta^3-1\right)}P\frac{1-\cos 2\pi\eta}{\xi^3}, \tag{4.3}$$

$$\begin{aligned} S_r(\xi,\eta) &= -\frac{1}{\beta^3-1}\left[\left(\frac{\beta}{\xi}\right)^3 - 1\right] + A_r(\xi)\cos 2\pi\eta, \\ A_r(\xi) &= \frac{1}{\beta^3-1}\left[\left(\frac{\beta}{\xi}\right)^3 - \left(\beta^2+\beta+1\right)\left(\frac{\beta}{\xi}-1\right) - 1\right], \end{aligned} \tag{4.4}$$

$$\begin{aligned} S_\varphi(\xi,\eta) &= \frac{1}{2\left(\beta^3-1\right)}\left[2+\left(\frac{\beta}{\xi}\right)^3\right] - A_\varphi(\xi)\cos 2\pi\eta, \\ A_\varphi(\xi) &= \frac{1}{2\left(\beta^3-1\right)}\left[\left(\frac{\beta}{\xi}\right)^3 + 2\left(\beta^2+\beta+1\right)\left(\frac{\beta}{\xi}-1\right) + 2\right], \end{aligned} \tag{4.5}$$

$$S_z(\xi,\eta) = S_\varphi(\xi,\eta) - S_r(\xi,\eta) = \frac{3}{2}\frac{\beta^3}{\beta^3-1}\frac{1-\cos 2\pi\eta}{\xi^3} = \frac{6}{P}\frac{U(\xi,\eta)}{\xi}. \tag{4.6}$$

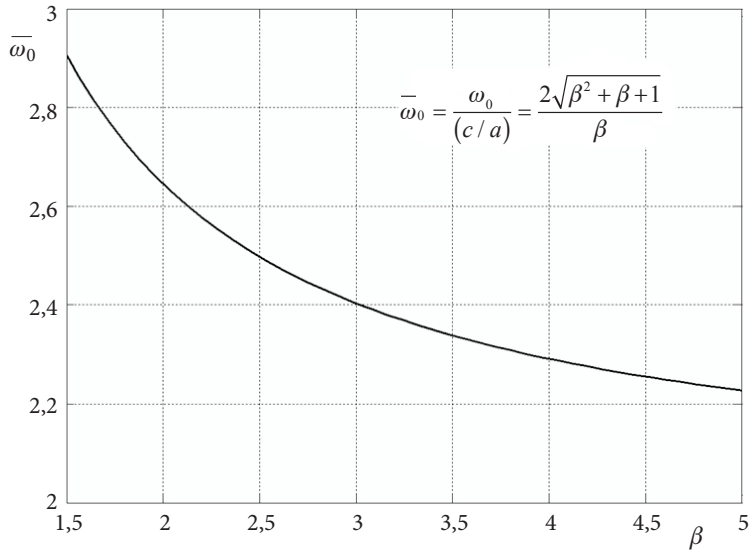
W przypadku, gdy ciśnienie p_0 działa statycznie na wewnętrzną powierzchnię osłony, otrzymuje się:

$$U_s(\xi)=\frac{\beta^3}{4\left(\beta^3-1\right)}P\frac{1}{\xi^2},\quad \varepsilon_{\varphi s}(\xi)=-\frac{1}{2}\varepsilon_{rs}(\xi)=\frac{U_s(\xi)}{\xi}, \tag{4.7}$$

$$S_{rs}(\xi)=-\frac{1}{\beta^3-1}\left[\left(\frac{\beta}{\xi}\right)^3-1\right],\quad S_{\varphi s}(\xi)=\frac{1}{2\left(\beta^3-1\right)}\left[2+\left(\frac{\beta}{\xi}\right)^3\right], \tag{4.8}$$

$$S_{zs}(\xi)=S_{\varphi s}(\xi)-S_{rs}(\xi)=\frac{3}{2}\frac{\beta^3}{\beta^3-1}\frac{1}{\xi^3}. \tag{4.9}$$

Ze wstępnej analizy zamieszczonych wyżej wzorów wynika ogólny wniosek, że rozpatrywana osłona, obciążona w sposób nagły wewnętrznym ciśnieniem p_0 = const zachowuje się jak układ mechaniczny o jednym stopniu swobody, który drga radialnie z częstością kołową ω_0 określoną wzorem (3.16). Jak widać, częstość ta jest wprost proporcjonalna do prędkości fali poprzecznej w materiale osłony i odwrotnie proporcjonalna do wewnętrznego promienia osłony. Ponadto wielkość ω_0 maleje wraz z powiększaniem się grubości ścianki osłony (parametru β — rys. 1), co jest oczywistym faktem wynikającym ze wzrostu masy osłony.



Rys. 1. Zmiana względnej kołowej częstości drgań własnych osłony $\overline{\omega}_0$ w funkcji parametru β

Dynamiczny stan mechanicznych parametrów osłony zmienia się z upływem czasu cyklicznie wokół ich wartości statycznych. W analogii do układu mechanicznego o jednym stopniu swobody współczynnik dynamiczności nagłego wewnętrznego obciążenia osłony, zgodnie ze wzorami (4.2) i $(4.7)_1$ określony jest wyrażeniem:

$$\psi(\eta)=\frac{U(\xi,\eta)}{U_s(\xi)}=1-\cos 2\pi\eta.$$

Jak widać, maksymalna wartość Ψ wynosi 2.

Ze wzorów (4.2)-(4.6) bezpośrednio wynika, że maksymalne bezwzględne wartości dynamicznych charakterystyk osłony występują w połowie okresu drgań (η = 0,5) na jej wewnętrznej powierzchni, tj. dla ξ = 1 i wraz ze wzrostem współrzędnej ξ intensywnie maleją. Przemieszczenie maleje odwrotnie proporcjonalnie do ξ^2, a pozostałe wielkości — w przybliżeniu do ξ^3. Przyczyną tych zmian jest zjawisko przestrzennej dywergencji badanych wielkości.

Przestrzenne kształty funkcji $U(\xi,\eta)/P$, $S_r(\xi,\eta)$, $S_\varphi(\xi,\eta)$ i $S_z(\xi,\eta)$ pokazane są na rysunkach 2-5. Zwróćmy uwagę na niektóre charakterystyczne cechy tych wielkości.

Z analizy wzorów (4.4) i wykresów zamieszczonych na rysunku 3 wynika wniosek, że funkcja $S_r(\xi,\eta)$ może zmieniać znak z ujemnego na dodatni (radialne rozciąganie fragmentów osłony). Zjawisko to występuje, jeśli parametr β charakteryzujący grubość ścianki osłony spełnia nierówność:

$$\beta^4+2\beta^3-5\beta^2-6\beta+5>0. \tag{4.11}$$

Minimalna wartość β, która spełnia tę nierówność wynosi 1,79. Zatem w osłonie, dla której $\beta = (b/a) < 1{,}79$, rozciągające naprężenia radialne nie wystąpią.

Maksymalna dodatnia wartość funkcji $S_r(\xi\,;0{,}5)$ jest osiągana w przekroju

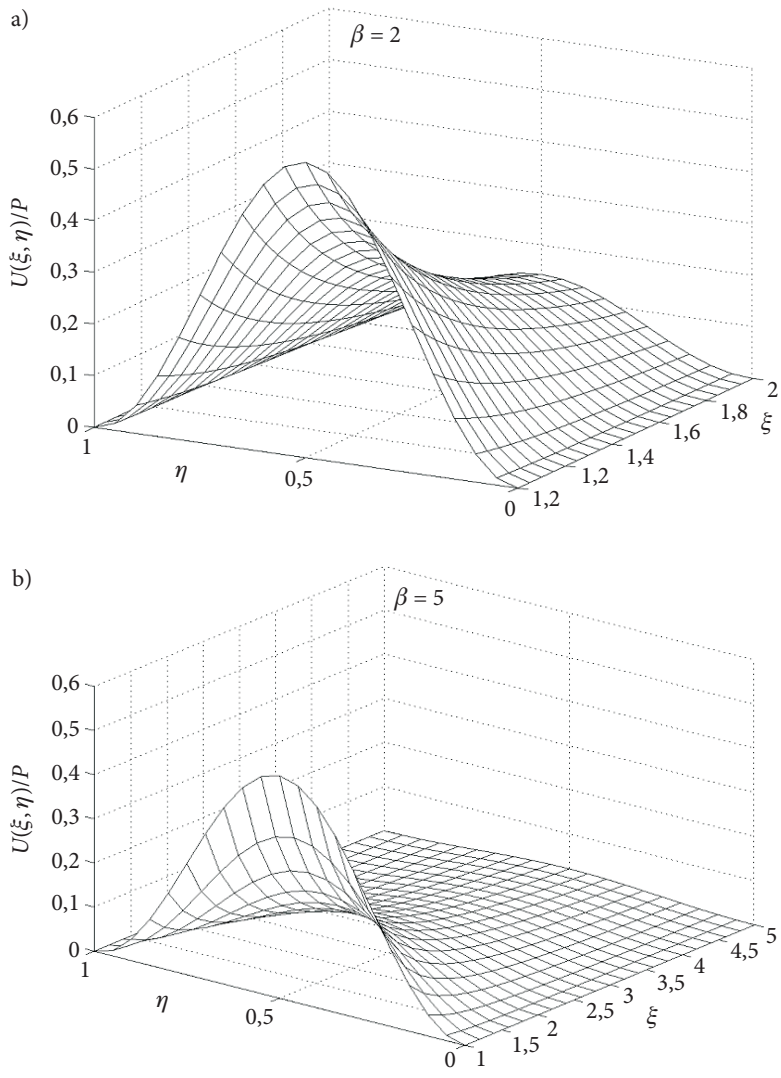
$$\xi=\xi_e(\beta)=\sqrt{\frac{6\beta^2}{\beta^2+\beta+1}},\qquad \beta>1{,}79 \tag{4.12}$$

i wynosi:

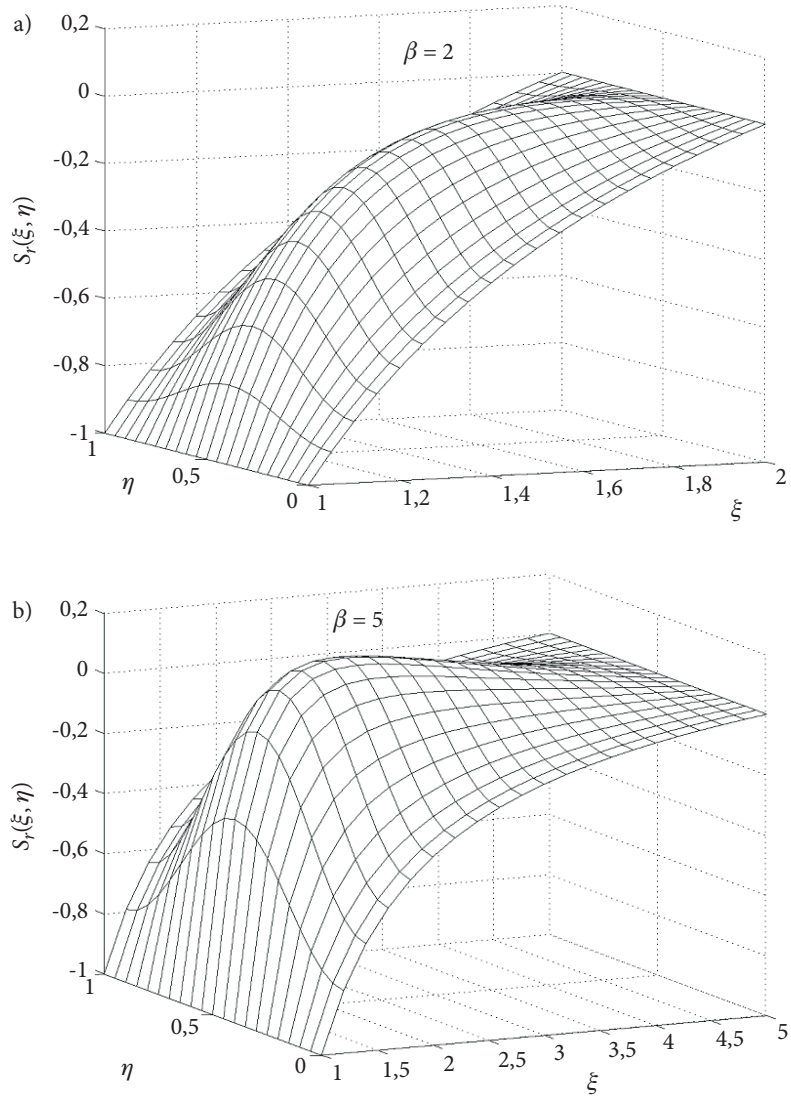
$$S_{r\max}=S_r(\xi_e\,;0{,}5)=\frac{1}{\beta-1}\left(\frac{\beta}{\xi_e}-1\right)-\frac{2}{\beta^3-1}\left[\left(\frac{\beta}{\xi_e}\right)^3-1\right]. \tag{4.13}$$

Zmiana znaku funkcji $S_r(\xi,\eta)$ jest wynikiem oddziaływania sił inercyjnych ze swobodną powierzchnią osłony. W przypadku kruchych materiałów rozciągające naprężenia radialne mogą spowodować lokalny odłam w osłonie.

Z wykresów zamieszczonych na rysunku 4 i analizy wzorów (4.5) bezpośrednio wynika, że funkcja $S_\varphi(\xi,\eta)$ dwukrotnie zmienia znak w przedziale czasowym $0 \le t \le T_0$ $(0 \le \eta \le 1)$. Fakt ten ma miejsce niezależnie od wartości parametru β w każdym przekroju osłony $\xi < \beta$. Zauważmy przy tym, że bieżący wewnętrzny promień osłony nie zmniejsza się podczas drgań poniżej początkowej wartości, tj.: $R_a(\eta) \ge a$ (rys. 2).



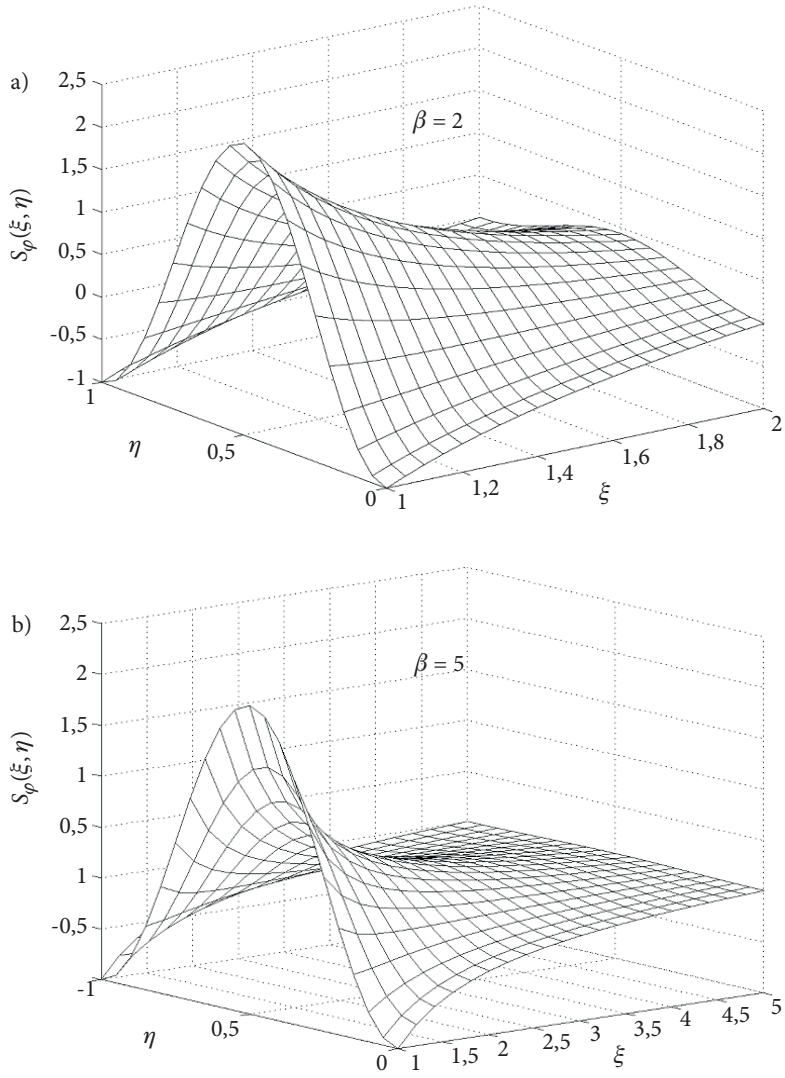
Rys. 2. Przestrzenne kształty funkcji $U(\xi, \eta)/P$ dla $\beta = 2$ i $\beta = 5$



Rys. 3. Przestrzenne kształty funkcji $S_r(\xi, \eta)$ dla $\beta = 2$ i $\beta = 5$

W chwili początkowej funkcja $S_\varphi(\xi,\eta)$ spełnia nierówność:

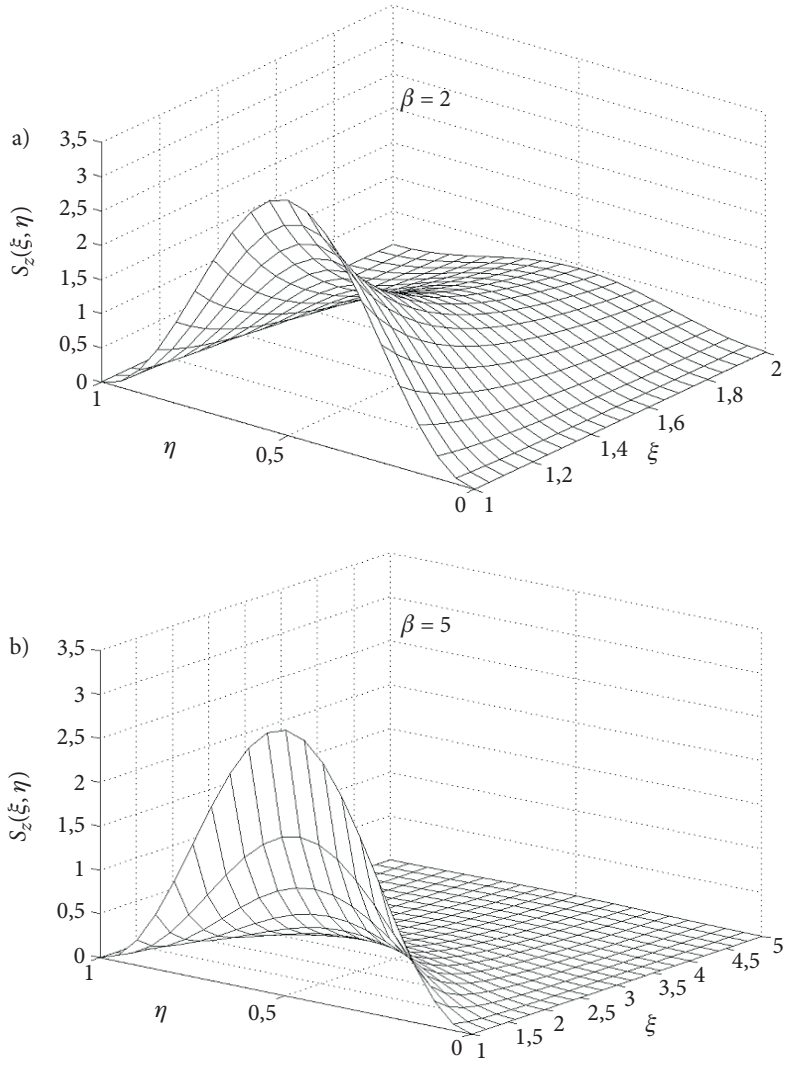
$$S_\varphi(\xi,\eta) = S_r(\xi,\eta) = -\frac{\beta^2+\beta+1}{\beta^3-1}\left(\frac{\beta}{\xi}-1\right) \le 0. \tag{4.14}$$



Rys. 4. Przestrzenne kształty funkcji $S_\varphi(\xi, \eta)$ dla $\beta = 2$ i $\beta = 5$

Następnie podczas przemieszczania się ścianki osłony funkcja $S_\varphi(\xi,\eta)$ rośnie i przy określonej wartości η zmienia znak na dodatni. Maksymalną wartość dodatnią funkcja $S_\varphi(\xi,\eta)$ osiąga w połowie okresu drgań $(\eta = 0,5)$ dla $\xi = 1$, która wynosi:

$$S_{\varphi\max} = S_\varphi(1;0,5) = \frac{2\beta^3 + 1}{\beta^3 - 1}. \tag{4.15}$$



Rys. 5. Przestrzenne kształty funkcji $S_z(\xi, \eta)$ dla $\beta = 2$ i $\beta = 5$

Względne naprężenie zredukowane $S_z(\xi, \eta)$, zgodnie ze wzorem (4.6), podobnie jak przemieszczenie, rośnie monotonicznie od zera do maksymalnej wartości, którą osiąga również po upływie połowy okresu drgań ($\eta = 0,5$ — rys. 5). Jak widać, siły inercji powodują pewną „bezwładność" w narastaniu naprężenia zredukowanego do maksymalnej wartości w porównaniu z nagłym wzrostem ciśnienia p_0. Maksymalna wartość funkcji $S_z(\xi, \eta)$ określona jest wzorem:

$$S_{z\max} = S_z\left(1;0,5\right) = 3\frac{\beta^3}{\beta^3 - 1}. \tag{4.16}$$

Z zamieszczonych wyżej wzorów i wykresów pokazanych na rysunkach 2-5 wynika, że maksymalne wartości dynamicznych charakterystyk osłony zdeterminowane są przez parametr β (grubość osłony). Główne zmiany charakterystyk mają miejsce w przedziale $1 < \beta \le 5$. Natomiast dla $\beta > 5$ wpływ grubości osłony na zmianę jej charakterystyk zanika. W tym przypadku z wzorów (4.2)-(4.6) uzyskuje się porównywalne wyniki jak dla kulistej kawerny w ośrodku nieograniczonym dla $\nu = 0,5$ [10]. Różnice między nimi nie przekraczają ułamka procenta.

5. Porównanie wyników rozwiązań równań nieliniowego i zlinearyzowanego

Nieliniowe równanie problemu (3.17) rozwiązano numerycznie za pomocą metody Runge'go-Kutty. Wyniki obliczeń przedstawiono w postaci wykresów zamieszczonych na rysunkach 6-9. Charakterystyki otrzymane z rozwiązania równania nieliniowego prezentowane są liniami ciągłymi, natomiast parametry modelu zlinearyzowanego przedstawiono w postaci ciągów kółek. Zamieszczone na rysunkach wykresy dotyczą wewnętrznej powierzchni osłony $\xi = 1$. Na niej bowiem bezwzględne wartości dynamicznych charakterystyk osłony osiągają maksima. W kulistych przekrojach osłony oddalonych od jej wewnętrznej powierzchni zmiana charakterystyk w funkcji zmiennej η jest podobna. Ulegają one tylko odpowiedniemu zmniejszeniu przez zjawisko przestrzennej dywergencji.

Na rysunku 6 pokazana jest zmiana wielkości $U\left(1,\eta\right)/P$ w funkcji η dla kilku wartości parametrów P, k i β. Wielkości P i k zostały skorelowane zgodnie z termodynamicznymi właściwościami mieszanin wybuchowych [6, 8]. Funkcja $U\left(1,\eta\right)$ reprezentuje odkształcenie obwodowe wewnętrznej powierzchni osłony. Z porównania wykresów widać, że wyniki uzyskane z obydwóch rozwiązań są zbieżne, jeśli $P = 0,01$, to znaczy dla bardzo małych odkształceń rzędu ułamka procenta. Dla odkształceń rzędu kilku procent różnice między wynikami przekraczają 10%. Natomiast dla $P = 0,5$ ($\varepsilon_\varphi \approx 0,2$) błędy są większe od 50%. Jak widać, zastosowanie rozwiązania zlinearyzowanego jest mocno ograniczone.

Na następnych rysunkach 7, 8 i 9 przedstawiono w analogicznym układzie, jak na rysunku 6, wykresy reprezentujące odpowiednio funkcje $S_r\left(1,\eta\right)$, $S_\varphi\left(1,\eta\right)$ *i* $S_z\left(1,\eta\right)$. Podobnie, jak dla funkcji $U\left(1,\eta\right)$, z obydwóch rozwiązań otrzymuje się porównywalne wyniki tylko dla bardzo małych odkształceń, tj. dla $P < 0,01$. Natomiast dla $P \ge 0,01$ wyniki są rozbieżne. Różnice wynoszą kilkanaście i więcej procent. Szczególnie duże różnice ilościowe i jakościowe występują dla względnego naprężenia radialnego $S_r\left(1,\eta\right)$. Wynika to z faktu, że w modelu nieliniowym ciśnienie

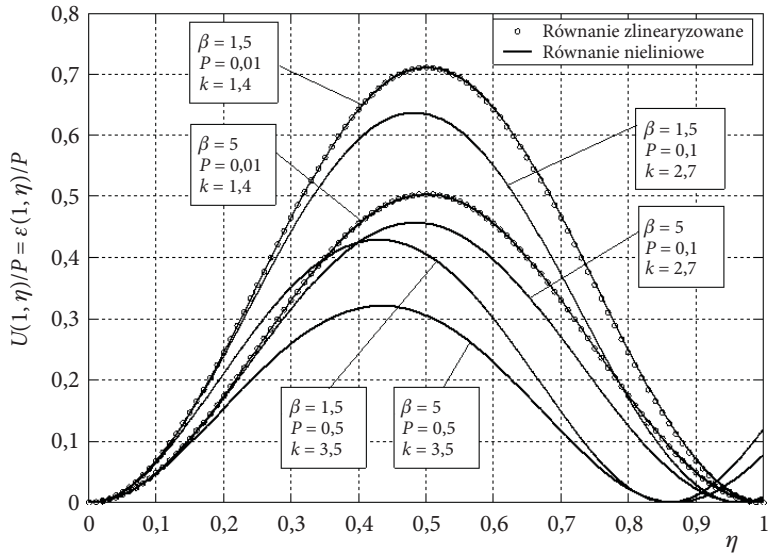
wewnątrz osłony zmienia się wykładniczo podczas drgań, a w układzie liniowym ciśnienie $p_0 = \text{const}$.

W metalach zawsze występuje skończona wartość dynamicznej granicy plastyczności. Jest ona większa od granicy statycznej. Uzyskane rozwiązanie badanego problemu obowiązuje w zakresie sprężystym. Z tego faktu wynika ograniczenie na maksymalną wartość ciśnienia wytwarzanego w osłonie, tj. $p_0 \le p_{\max}$. Wartość $p_{\max}$ może być znacznie zwiększona przez wstępne odkształcenia plastyczne wywołane silną falą uderzeniową, która jest wygenerowana w osłonie przez refrakcję fali detonacyjnej.

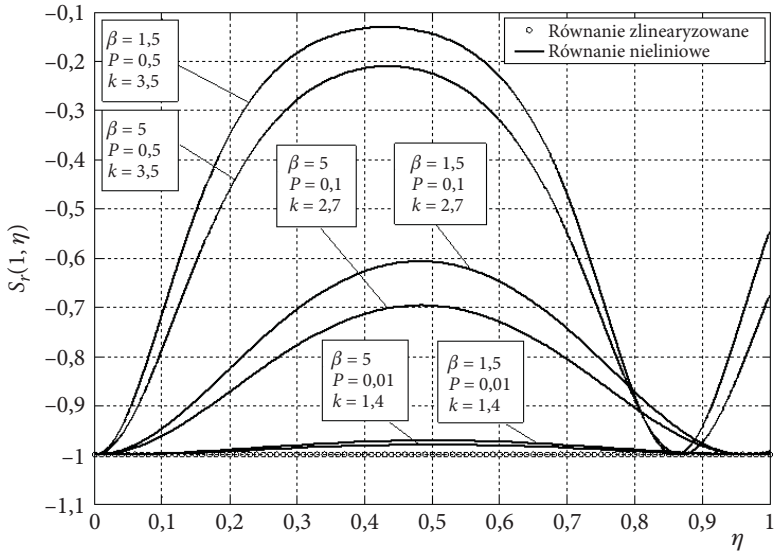
Jak wiadomo, w metalach plastyczne odkształcenia powodowane są przez składowe dewiatora naprężeń. Na tej podstawie można sądzić, że warunek początku płynięcia materiału zależy tylko od różnicy naprężeń $\sigma_\varphi - \sigma_r$. Rzeczywiście, wyrażenie $(\sigma_\varphi - \sigma_r)/2$ określa maksymalną wartość naprężenia ścinającego. Zgodnie zatem z warunkiem plastyczności Treski, a w przypadku symetrii punktowej — również z warunkiem Hubera-Missesa-Hencky'ego, mamy:

$$\sigma_z = \sigma_\varphi - \sigma_r = \sigma_0, \tag{5.1}$$

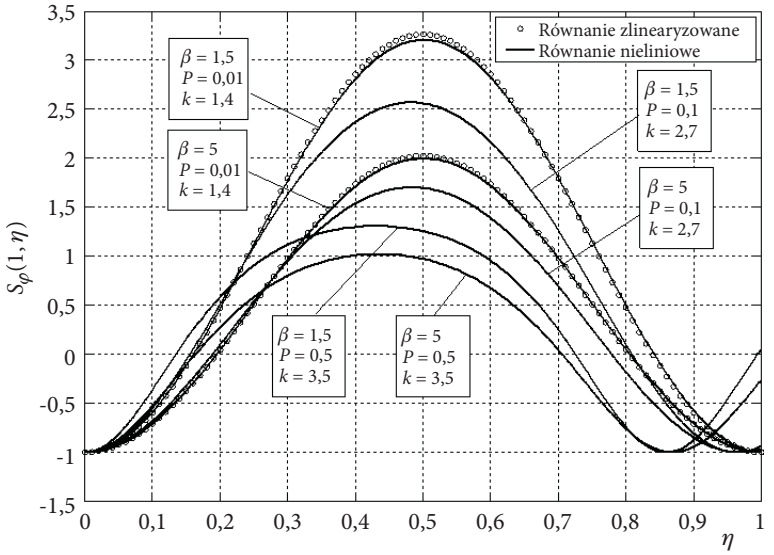
gdzie σ_0 jest wartością dynamicznej granicy plastyczności, otrzymaną z próby rozciągania danego materiału.



Rys. 6. Porównanie względnego przemieszczenia wewnętrznej powierzchni osłony ($\xi = 1$), uzyskanego z rozwiązań równań: zlinearyzowanego $(\circ\circ\circ)$ i liniowego (—)

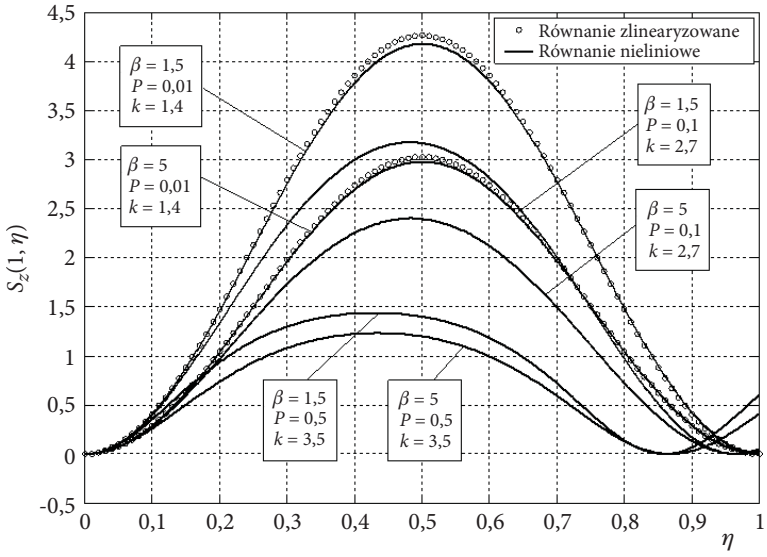


Rys. 7. Porównanie względnego naprężenia radialnego na wewnętrznej powierzchni osłony ($\xi = 1$), uzyskanego z rozwiązań równań: zlinearyzowanego $(\circ\circ\circ)$ i liniowego (—)



Rys. 8. Porównanie względnego naprężenia obwodowego na wewnętrznej powierzchni osłony ($\xi = 1$), uzyskanego z rozwiązań równań: zlinearyzowanego $(\circ\circ\circ)$ i liniowego (—)

Z wykresów zamieszczonych na rysunku 6 i 9 oraz relacji (4.6) wynika, że wielkość $S_z(1,\eta)$ zmienia się podobnie, jak funkcja $U(1,\eta)$. Maksimum osiąga w po-



Rys. 9. Porównanie względnego naprężenie zredukowanego na wewnętrznej powierzchni osłony ($\xi = 1$), uzyskanego z rozwiązań równań: zlinearyzowanego $(\circ\circ\circ)$ i liniowego (—)

łowie okresu $(\eta = 0,5)$ w układzie zlinearyzowanym. Nieliniowość układu tłumi naprężenia zredukowane. Ze wzrostem grubości osłony jej siły inercyjne w sposób istotny zmniejszają $S_{z\max}(1,\eta)$ w obydwóch układach.

6. Wnioski końcowe

Z analizy rozpatrywanego problemu wynikają następujące wnioski:

1. Grubościenna kulista osłona balistyczna, wykonana z nieściśliwego izotropowego materiału sprężystego, obciążona wewnętrznie ciśnieniem produktów detonacji materiału wybuchowego, po początkowym okresie refrakcji fali detonacyjnej na jej powierzchniach drga z określoną częstością kołową i zachowuje się podobnie jak mechaniczny układ z jednym stopniem swobody.
2. Na przykładzie dynamiki kulistej osłony balistycznej zaprezentowano efektywny matematyczny nieliniowy model rozwiązywania jednowymiarowych dynamicznych zagadnień początkowo-brzegowych w nieściśliwych ośrodkach sprężystych obciążonych wybuchowo. Model ten uwzględnia ruch granicznych powierzchni w warunkach brzegowych i dobrze odzwierciedla rzeczywiste problemy techniczne.
3. Pomijanie ruchu granicznych powierzchni w warunkach brzegowych, często stosowane w literaturze [1], zniekształca jakościowy i ilościowy obraz

dynamicznych pól: przemieszczeń, odkształceń i naprężeń w badanych obiektach. Błędy przekraczają kilkanaście, a nawet kilkadziesiąt procent.

4. Model liniowy nieuwzględniający ruchu granicznych powierzchni w warunkach brzegowych daje porównywalne wyniki z modelem nieliniowym tylko dla bardzo małych odkształceń nieprzekraczających jednego procentu.
5. Prezentowane rozwiązanie można wykorzystać do szacowania wytrzymałości kulistych osłon balistycznych stosowanych przy wybuchowym napędzaniu cienkościennych pierścieni używanych w badaniach dynamicznych właściwości metali. Poza tym przedstawione wyniki badań dają skromny wkład wiedzy do teorii drgań technicznych układów ciągłych.

Artykuł wpłynął do redakcji 17.03.2009 r. Zweryfikowaną wersję po recenzji otrzymano w marcu 2009 r.

LITERATURA

[1] H. G. Hopkins, *Dynamic expansion of spherical cavities in metals*, Progress in Solid Mechanics, vol. 1, 1960, 84-164.

[2] R. H. Cole, *Underwater explosions*, Princeton University Press, Princeton, New Jersey, 1948.

[3] S. Kaliski, Cz. Rymarz, K. Sobczyk, E. Włodarczyk, *Waves*, Elsevier, Amsterdam-Oxford--New York-Tokyo, 1992.

[4] J. S. Rinehart, J. Pearson, *Explosive working of metals*, A Pergamon Press Book the Macmillan Company, New York, 1963.

[5] W. Goldsmith, *Graphical representation of the spherical propagation of explosive pulses in elastic media*, University of California, Inst. Eng. Res., Berkley, Calif., Series no. 63, Rept 1, 1953.

[6] F. A. Baum, L. P. Orlenko, K. P. Stanjukovic, B. J. Schexter, *Physics of explosion* [in Russian], Nauka, Moscow, 1975.

[7] J. B. Zeldovich, Ju. P. Rajzer, *Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena* [in Russian], Nauka, Moscow, 1966.

[8] E. Włodarczyk, *Introduction into mechanics of explosion* [in Polish], PWN, Warszawa, 1994.

[9] J. D. Achenbach, *Wave propagation in elastic solids*, North-Holland Publishing Company, Amsterdam-Oxford, 1975.

[10] E. Włodarczyk, M. Zielenkiewicz, *Influence of elastic material compressibility on parameters of expanding spherical stress wave*, Shock Waves, vol. 18, no 6, 2009, 465-473.

E. WŁODARCZYK, M. ZIELENKIEWICZ

Influence of movement of boundary conditions application surfaces on dynamics of a spherical ballistic casing loaded internally by pressure of detonation products of an explosive mixture

Abstract. Dynamic fields of: displacements, strains and stresses in a spherical thick-walled ballistic casing loaded internally by the pressure of high explosive detonation products were studied. The casing material is assumed to be homogenous, isotropic and elastically incompressible. It turns

out that this kind of casing loaded as mentioned above oscillates radially with determined angular frequency, likewise the mechanical system of one degree of freedom. Two mathematical models of studied problem were considered: the linear model, in which boundary conditions were applied to the initial position of limiting surfaces of casing (Lagrangian coordinates), and the nonlinear model, taking into account the movement of casing limiting surfaces in boundary conditions (Eulerian coordinates). For the linear model, the analytic closed solution to the problem was obtained. In case of very small elastic strains, less than 1%, the results obtained for this model are convergent to the nonlinear solution. Only in this range of the strains ($\varepsilon_\varphi < 0.01$) it can be used for engineering calculations. For larger strains, the errors resulting from the linearization of the problem are of the order of dozen and more per cent. The linearization of the problem distorts quantitative and qualitative view of dynamic parameters of casing.

Keywords: dynamics of spherical ballistic casing, internal explosive load, elastically incompressible material of casing

Universal Decimal Classification: 623.45

Biuletyn WAT
Vol. LVIII, Nr 2, 2009

Fatigue endurance of weldable steel STN 41 1373 by ADINA

MARIANA KUFFOVÁ

Academy of Armed Forces of gen. M. R. Štefánik, Department of Mechanical Engineering,
Demanová 393, 031 01 Liptovský Mikuláš, Slovakia

Abstract. The tested material — steel 11 373 was subjected to experimental fatigue tests, by which the dependence of fatigue crack propagation velocity on the applied value of the stress intensity factor amplitude ΔK_{apl} was obtained. Measured results were compared to the dependence of fatigue crack propagation velocity obtained by simulation in the finite-element software ADINA. Compared results show very good correlation with low error variance in the results.
Keywords: fatigue test, cracks propagation, method of finite elements, fatigue cracks, fatigue strength
Universal Decimal Classification: 539.43

1. Introduction

Nowadays, a large number of commercial computational programs are available which allow analyzing fatigue crack propagation. There are many papers dealing with propagation of main crack from global viewpoint and its influence on functionality of given mechanical parts [1, 2, 3]. The aim of this paper is to take a closer look on the damage initialization and its propagation in the material on the microstructure level. ADINA is a FEM system suitable for solving large variety of problems. Reliability of modelling is in greater rate supplied by the accuracy in material properties, boundary conditions and last but not least in modelling proper material behaviour at crack tip, including singularity if zero radius is presented. Linear and nonlinear fracture mechanics analysis can be performed with ADINA system including computation of conservation criteria (J-integral, energy release rate) in 2D and 3D finite element models. Two different numerical methods are available for the computation of the

conservation criteria — the line contour method and the virtual crack extension method. However, the fracture mechanics allows performing an analysis with only one crack. The crack line or surface can be located on the boundary or inside the finite element model.

ADINA is thus fully capable of solving fracture mechanics problems in general with large amount of options in stack under various loading conditions or thermal conditions utilizing wide variety of material models. Also there is the ability to model rupture criteria and thus, it is possible to model material damage caused by cavities or impurities and its progression under cyclical load or under creep conditions. When more defects or stress concentrators are present in the material, it is convenient to use the mechanics of material damage which was used in the paper. In the analysis, various environment effects might be included like thermal dependence of the material, time dependent effects like creep, and material fatigue, which makes this analysis universal. It allows to model special conditions for material damage and using multi-linear plastic material model, also the hysteresis of the material under cyclical load can be simulated. The result of the solution is not only the crack propagation in the structure, but also the stress and strains which are essential to determine the velocity and direction of crack propagation.

2. Experimental material

Soft low-carbon cast steel STN 41 1373 without heat treatment was used as an experimental material. Such steel is used for building transport machinery and devices, for chosen mechanical parts, parts of constructions, frames and suspension of rail vehicles and other transport vehicles. Chemical composition and selected material properties are shown in Tables 1 and 2. Microstructure of the tested steel is depicted in Fig. 1.

Table 1

Chemical composition of steel STN 41 1373 (mass. %)

	C	Mn	Si	P	S
STN 41 1373	0.15	0.93	0.44	0.01	0.009

Table 2

Selected material properties of steel STN 41 1373

Re [MPa]	Rm [MPa]	A_5 [%]	Z [%]	E [MPa]	HRB
235	372	24	57	2.06×10^5	132

3. Experimental part

The dependence of fatigue crack propagation velocity for applied value of the stress intensity factor amplitude, $da/dN = f(\Delta K_{apl})$ was determined for the examined material STN 41 1373. The experimental fatigue tests were performed first and using finite-element software ADINA, the simulation of crack propagation velocity was done and dependence on intensity factor amplitude obtained.

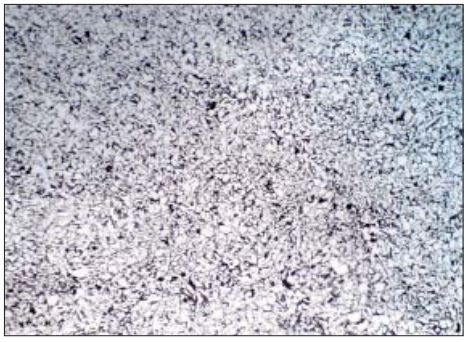


Fig. 1. Microstructure of steel STN 41 1373, magn. 100x, etch. 1% Nital

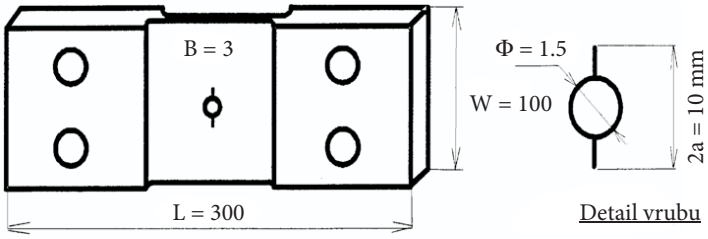


Fig. 2. Shape and dimension of specimens

The fatigue tests were realized on the pulse device connected to test device EDZ 100 DYN. Experimental specimens (Fig. 2) in the location of fatigue crack propagation were of area 100×3 mm and had primary notch of the initial length 2a = 10 mm. With the shape, the specimens are fulfilling the condition of initiation, propagation and rest of fatigue crack under cyclic loading and also the condition of plane stress inside the specimen. The loading was realized under the following conditions: f = 10 Hz, temperature T = 20 ±10°C, asymmetry of the loading cycle R = 0.35; 0.45; 0.5; 0.6.

In regular time intervals, the surface crack length 2a and the number of loading cycles were measured. For processing of the experimental results, the starting

point was the dependence of crack length 2a on the number of cycles N. From the dependence 2a — N, the dependence of fatigue crack propagation velocity da/dN on the crack length 2a was numerically obtained and also the dependence of fatigue crack propagation velocity da/dN on the applied value of stress intensity factor amplitude ΔK_{apl} was numerically obtained (Fig. 3) [4].

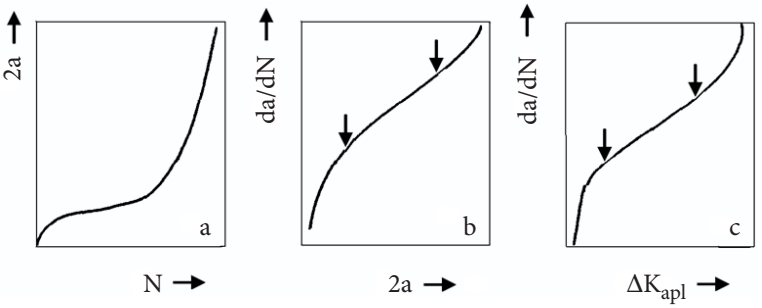


Fig. 3. Method of experimental results processing

Using the finite-element program ADINA, a fatigue test was simulated for the given material — steel STN 41 1373. It was a low cycle fatigue and a model of corresponding test bar was used on which the experimental tests were performed. The test bar shows double symmetry and this knowledge was effectively used to reduce the model and only one quarter of the bar together with boundary conditions for symmetry was modelled. The loading was given the same as in the case of experiment as a cyclic stress with maximum equivalent to force 100 000 N and with asymmetry of the loading cycle R = 0.35; 0.45; 0.5; 0.6. The microstructure of the material represented by tightly packed grains was modelled by using the finite-element software ADINA. The geometry of each grain was modelled by Pro/Engineer software and it was exported as a plain surface in IGES file to ADINA, where a 2D dynamic analysis was performed. For the analysis, each surface representing individual grain of the microstructure was discretized using finite element mesh. In this case, quadratic elements were used, which means that unknown quantities were approximated by a polynomial of the second order inside of each element. The only factor limiting the fineness of the mesh is of course available hardware, but for extremely fine mesh, a lower numerical stability can be expected. Multi-linear plastic material model was used in the simulation. Quadratic elements were used to discretize the model. In the area of crack propagation and in the vicinity finer mesh was produced in order to achieve higher accuracy. It turned out that the quality of the mesh has significant influence on the accuracy of the results. The material is modelled as an ideal elastic-plastic material with no defects or imperfections, except for the defined initial crack. Afterward, the stress-strain

curve was imported into ADINA and allocates each element. The analysis was performed by using large deformations and large displacements incorporated into the mathematical model.

Each grain was considered as a standalone body and contact conditions between each pair of grains were implemented. In the microstructure model, a stress concentrator was made. Issue of damage propagation of materials in the microstructure is considerable demanding for the exact model. It is because some effects are manifested in the atomic structure and they can be described by the continuum mechanics only by certain optimal conditions or on the base of experimental measures. Meshed model is shown in Fig. 4

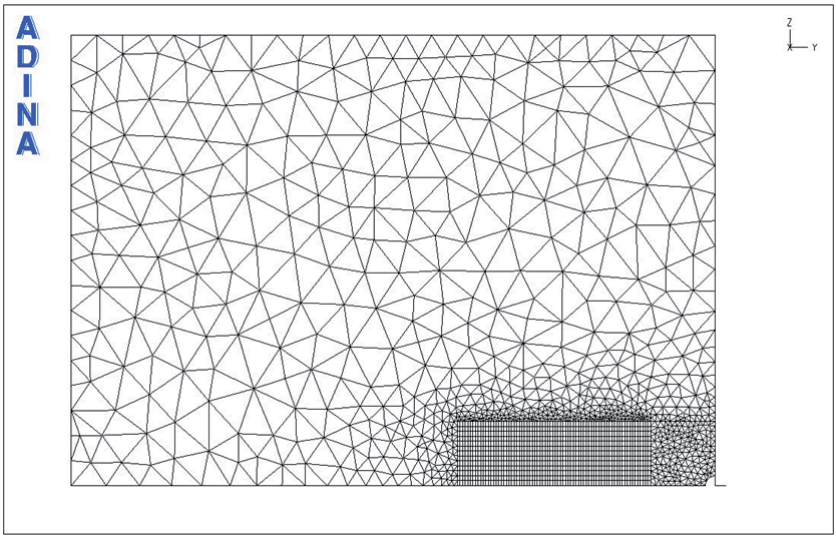


Fig. 4. Meshed model

Following the above mentioned procedure, the dependence 2a — N was obtained experimentally for the steel STN 41 1373 an also numerically in ADINA and both results — experimental and simulation ones were compared (Fig. 5).

Crack propagation for the lengths $2a < 20$ mm is influenced by creation and forming a plastic zone on the tip of the crack. For the lengths $2a > 35$ mm, unstable crack propagation occurs when it would be more objective to use Forman's equation:

$$da/dN = C.\ \Delta K^m/(1\text{-}R).\ K_{IC}\text{-}\Delta K. \tag{1}$$

Because of this, stable propagation of crack was assumed for the crack lengths $20\ \text{mm} \leq 2a \leq 35$ mm. Obtained dependence of crack propagation velocity da/dN on ΔK_{apl} is shown in Fig. 6.

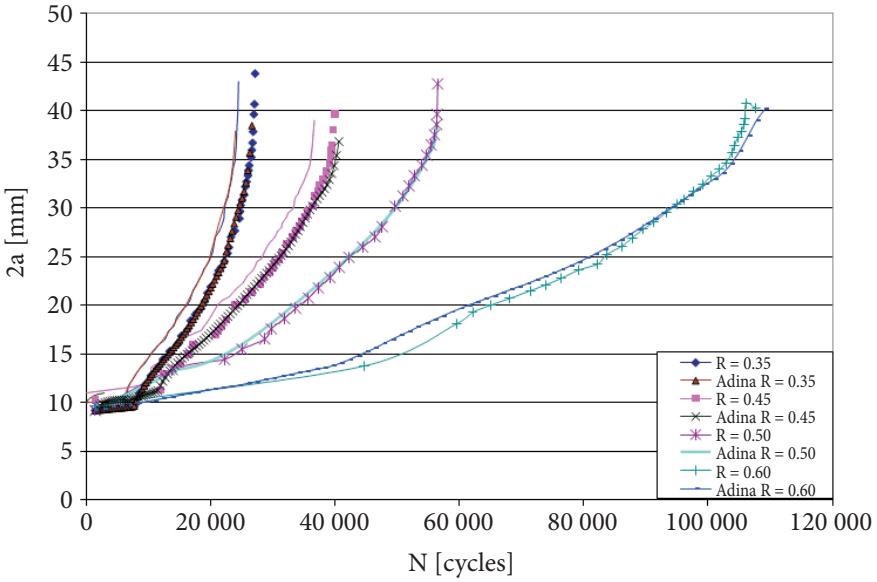


Fig. 5. Experimentally obtained dependence 2a — N for R = 0.35, STN 41 1373

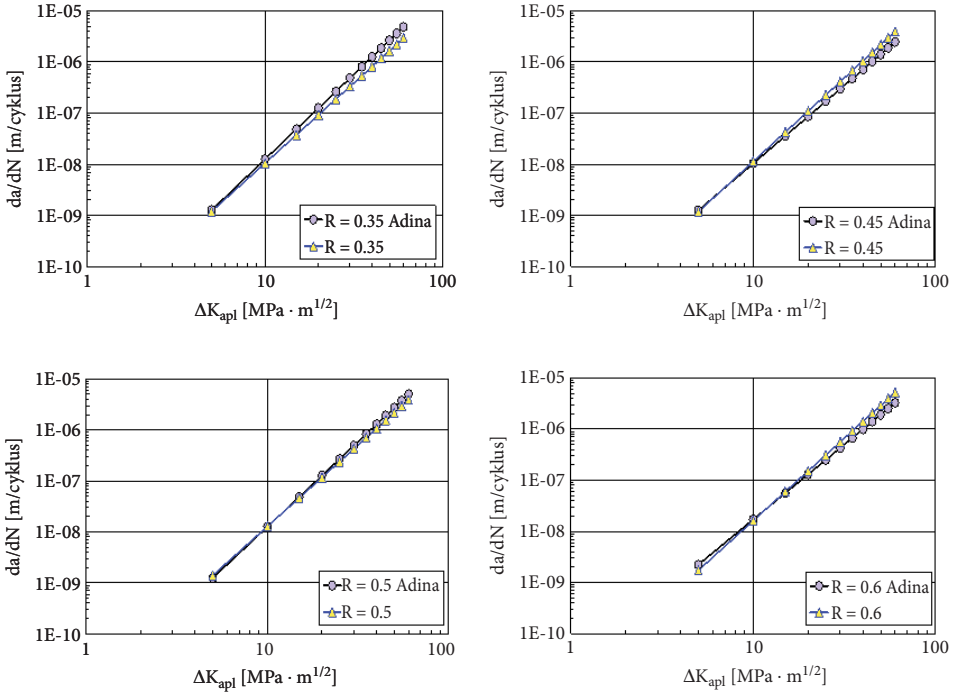


Fig. 6. Comparison of the dependence 2a — N for R = 0.35; 0.45; 0.5; 0.6, STN 41 1373

As it is depicted in Fig. 5, we can see that fatigue crack length increase with the increasing number of cycles and the loading cycle asymmetry R. It is more obvious in Fig. 6 which presented the dependence of fatigue crack propagation velocity da/dN on applied value of the stress intensity factor amplitude. The lowest fatigue crack propagation velocity is for R = 0.35 and the highest velocity is for R = 0.6. The picture shows the results obtained by experimental measurement and numerical simulation as well. According to the comparison, we can consider the difference between two results as negligible. It was caused by some factors influencing experimental tests, for instance more defects and impurities in comparison to simulation.

4. Conclusions

On the basis of information analysis which is consequent from a theoretical analysis of the solved problem [5, 6] and discussion of experimental and numerical results, it is possible to say the following conclusions:

- The used experimental device was fully certified by experiments and allowed the study of propagation at the test conditions.
- Finite element software ADINA is able to solve a problem of fatigue crack propagation and its results are fully comparable to experimental results.
- For used low carbon weldable steel STN 41 1373, the dependences 2a — N and da/dN — ΔK_{apl}' were obtained.
- With increasing the loading cycle asymmetry R, the fatigue crack propagation velocity increases too.
- According to comparison of these two results, it is possible to state a good correlation between the experimental measurement and numerical simulation.
- Variance in results is strongly dependent on fineness of the mesh in the crack propagation area and also on material model.

Received September 22 2008, revised November 2008.

REFERENCES

[1] S. Charoenphan, M. E. Plesha, L. C. Bank, *Simulation of crack, growth in composite material shell structures*, Int. J. Numer. Meth. Eng., 60, 2004, 2399-2417.

[2] A. Ural, P. A. Wawrzynek, A. R. Ingraffea, *Simulating Fatigue Crack Growth in Spiral Bevel Pinion*, NASA Glenn Research Centre, Cleveland OH, 2003.

[3] M. Kuffová, M. Štiavnický, *Analysis of the fatigue crack growth using ADINA*, Materials Engineering, 15, 1, 2008, 32.

[4] M. Bellová, V. Bella, S. Wolny, *Fatigue Characteristics Weldable Steel STN 41 1373*, Problemy w Konstrukcji i eksploatacji maszyn hutniczych i ceramicznych, ("Problems in construction and exploitation of metallurgic and ceramic machines", in Polish), Cracow, 2000, 87.

[5] J. Hidvéghy, *Aplikácia zákonitosti rastu únavovej trhliny na riešenie problémov praxe*, Letná škola únavy materiálov ´98, Rajecké Teplice, ŽU, Žilina, 1998, 91.

[6] I. Dvořák, *Degradační procesy a mezní stavy*, Brno, VA, Brno, 1995, 194.

M. KUFFOVÁ

Określenie trwałości zmęczeniowej spawalnej stali STN 41 1373 programem ADINA

Streszczenie. Badany materiał — stal w gatunku 11373 został poddany próbom zmęczeniowym w wyniku których określono zależność prędkości propagacji pęknięcia zmęczeniowego od wartości współczynnika intensywności naprężeń ΔK_{apl}. Rezultaty pomiarów eksperymentalnych porównano z wartościami prędkości propagacji pęknięć zmęczeniowych otrzymanych w wyniku symulacji komputerowej realizowanej w programie ADINA. Wyniki symulacji wykazały dużą zgodność z rezultatami eksperymentalnymi.

Słowa kluczowe: badania zmęczeniowe, propagacja pęknięć, metoda elementów skończonych, pęknięcia zmęczeniowe, wytrzymałość zmęczeniowa

Symbole UKD: 539.43

Biuletyn WAT
Vol. LVIII, Nr 2, 2009

Zastosowanie niekonwencjonalnych stali i technologii obróbki powierzchni dla podwyższenia trwałości luf broni strzeleckiej kalibru 5,56 mm

ANDRZEJ DĘBSKI, TADEUSZ ŻÓŁCIAK[1], ZBIGNIEW ŁATAŚ[1], ALEKSANDER CISKI[1], STEFAN KOWALSKI[1]

Wojskowa Akademia Techniczna, Wydział Mechatroniki, 01-980 Warszawa, ul. S. Kaliskiego 2
[1]Instytut Mechaniki Precyzyjnej, 01-796 Warszawa, ul. Duchnicka 3

Streszczenie. Przedstawiono wyniki badań własnych (IMP) i badań ITU Wydz. Mechatroniki WAT w zakresie zastosowania niekonwencjonalnych gatunków stali na lufy do karabinka szturmowego wz. 96 „BERYL". Badano wpływ składu atmosfer i warunków azotowania i węgloazotowania na grubość warstwy związków i strefy dyfuzyjnej, a także na odporność korozyjną w środowisku obojętnej mgły solnej badanych stali. Przytoczono wyniki badań balistycznych prędkości wylotowej pocisków i zużycia powierzchni przewodów po próbach strzelania. Oceniono przydatność badanych materiałów do produkcji luf karabinka szturmowego wz. 96 „BERYL".
Słowa kluczowe: obróbka powierzchniowa, broń strzelecka, odporność na korozję
Symbole UKD: 623.442.46

1. Wprowadzenie

Celem badań IMP [1], a także prowadzonych równolegle badań Instytutu Techniki Uzbrojenia, Wydział Mechatroniki, Wojskowej Akademii Technicznej [2] w Warszawie (ITU WAT), finansowanych przez MNiSzW, jest określenie możliwości i celowości zastąpienia dotychczasowej stali i obróbki powierzchniowej luf broni strzeleckiej kalibru 5,56 mm przez inną stal lub stale i obróbkę powierzchniową, zwiększającą trwałość lufy lub nadającą jej inne korzystne własności użytkowe.

Dotychczas lufy broni strzeleckiej kalibru 5,56 mm i podobne w większości były produkowane z niskostopowych stali konstrukcyjnych, podobnych do używanej do tego celu krajowej stali 30HN2MFA. Po wstępnej obróbce mechanicznej lufy z takich

stali są ulepszane cieplnie do twardości przeważnie w zakresie 25-35 HRC, po czym są poddawane obróbce mechanicznej wykańczającej i elektrolitycznemu chromowaniu ich przewodu, w celu zabezpieczenia przed korozją podczas długotrwałego, często wieloletniego składowania, a także w celu ochrony wnętrza lufy przed niszczeniem od gazów prochowych. Chemiczne czernienie lub także następne lakierowanie zewnętrznej powierzchni luf o przewodach chromowanych elektrolitycznie służy jako środek ich zabezpieczenia przeciwkorozyjnego i przeciwodblaskowego.

W wyniku prac badawczych prowadzonych m.in. w WAT ustalono, iż głównymi przyczynami zużycia tak wykonanych luf jest zmęczenie cieplne intensyfikowane przemianami strukturalnymi stali podczas cyklicznego nagrzewania i oziębiania lufy, zwłaszcza przy równoczesnym działaniu ciśnienia w fazie nagrzewania (podczas spalania wybuchowego) oraz dyfuzja węgla i innych aktywnych pierwiastków pochodzących z gazów po spaleniu prochu sprzyjająca nadtapianiu podłoża. Przemiana strukturalna w stali konstrukcyjnej występuje już od temperatury ok. 730°C, to jest poniżej temperatur, do jakich nagrzewa się wierzchnia warstwa przewodu lufy, a ponadto im wyższa temperatura tej warstwy, tym większe skutki jej niszczenia od korozji gazowej. Mimo iż badane przewody luf były chromowane, to ulegały zniszczeniu głównie przez cykliczne zmiany objętości podłoża stalowego, powodujące pękanie i wykruszanie leżącej na nim warstwy chromu. Taki charakter zużycia występował praktycznie od początku eksploatacji i powodował stałe obniżanie prędkości wylotowej pocisków [3].

Ograniczona skuteczność ochrony przewodu lufy przed niszczeniem wskutek oddziaływania gazów prochowych oraz nieprzyjazność procesu chromowania elektrolitycznego dla środowiska naturalnego spowodowały zainteresowanie przemysłu zbrojeniowego procesem kąpielowego węgloazotowania metodą TENIFER. Technologia ta jest stosowana w przemyśle metalowym od lat 70. ubiegłego wieku, pomimo tego, że odpady cyjankowe powstające przy jej wykorzystaniu są nie mniej uciążliwe dla środowiska od odpadów po procesie chromowania elektrolitycznego. Procesowi TENIFER poddaje się całe, wykonane ze stali konstrukcyjnych, uprzednio ulepszone cieplnie, lufy broni strzeleckiej krótkiej. Wytworzona w ten sposób powierzchniowa warstwa węgloazotowana nadaje lufie dużą odporność na korozję, estetyczne ciemne przeciwodblaskowe zabarwienie i jest bardzo odporna na ścieranie, zaś przewód lufy dodatkowo uodpornia na niszczenie przez gazy prochowe. Nie znaleziono jednak informacji o produkcyjnym stosowaniu kąpielowego węgloazotowania metodą TENIFER lub inną do luf broni strzeleckiej innej niż krótkiej. Wynika to z technicznych przeszkód dostosowania tej technologii do długich otworów o małej średnicy, w których przepływ roztopionej węgloazotującej soli jest utrudniony.

Celem pracy było:

— sprawdzenie przydatności wytypowanych stali i obróbek powierzchniowych w produkcji luf kalibru 5,56 mm do broni strzeleckiej o podwyższonej trwałości,

— zweryfikowanie wytypowanych stali pod kątem spełnienia kryteriów trwałości balistycznej, odporności na korozję atmosferyczną i działanie produktów detonacyjnych,
— sprawdzenie skuteczności metody fluidalno-gazowego węgloazotowania i azotowania długich luf o małym kalibrze,
— sprawdzenie celowości zastosowania długookresowe wymrażanie jako operacji uzupełniającej obróbkę końcową, w oparciu o wyniki wykonanego w IMP projektu badawczego [4],
— wykonanie obróbki cieplnej, cieplno-chemicznej i czernienia próbnych luf,
— wykonanie badań metaloznawczych i odporności na korozję próbek,
— wykonanie badań balistycznych luf wykonanych z badanych stali.

2. Materiały i technologie

Do badań poza standardową stalą stosowaną na lufy 30HN2MFA wytypowano trzy gatunki stali charakteryzujące się odpornością na zmęczenie cieplne, wysoką temperaturą przemiany strukturalnej, skłonność do azotowania i węgloazotowania, tj. 38HMJ, WCL i 2H13. Aby wyeliminować wpływ przemian struktury $\alpha \rightarrow \gamma$ podczas nagrzewania lufy na jej trwałość przy strzelaniu, do badań wytypowano stal austenityczno-ferrytyczną typu DUPLEX. Skład chemiczny badanych stali przedstawiono w tabeli 1.

Tabela 1

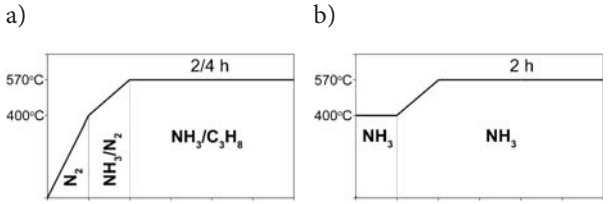
Skład chemiczny badanych stali

Lp.	Gatunek stali	Zawartość pierwiastka (wartość średnia)*								
		Fe	C	Si	Mn	Cr	Mo	Ni	Al	V
1	30HN2MFA	96,42	0,29	0,26	0,36	0,65	0,24	2,21	–	0,23
2	38HMJ	95,21	0,44	0,24	0,54	1,61	0,26	0,19	1,20	–
3	WCL	91,53	0,35	1,03	0,39	4,96	1,04	–	–	–
4	2H13	86,77	0,17	0,38	0,60	11,52	–	0,28	–	–
5	DUPLEX	67,99	0,04	0,33	1,80	21,83	3,14	4,45	–	0,11

* Pomiary dokonane urządzeniem Foundry Master 01D0058 (Optik 01D0059)

W celu umożliwienia prawidłowego przepływu gazowej atmosfery azotującej lub węgloazotującej przez cienki i długi przewód obrabianej lufy, opracowano metodę fluidalno-gazową, która została zgłoszona do opatentowania i wykorzystano ją w niniejszej pracy.

Zastosowano dwa podstawowe procesy utwardzania przewodu lufy, tj. azotowanie i węgloazotowanie w czasie 2 lub 4 h, zróżnicowane sposobem i warunkami nagrzewania do temperatury procesu. Nośnikiem azotu był amoniak techniczny, natomiast jako nośnik węgla wykorzystano w procesach węgloazotowania endogaz, tlenek węgla lub propan. Do rozcieńczania atmosfer stosowano azot techniczny. Przykładowe przebiegi węgloazotowania w atmosferze z propanem lub azotowania przedstawiono na rysunkach 1 a i b.



Rys. 1. Przykładowe przebiegi węgloazotowania w atmosferze z propanem lub azotowania w amoniaku

3. Metody badań

Badania twardości powierzchni przeprowadzono metodą Vickersa przy obciążeniach 0,1, 1, 3 i 10 kG. Za kryterium oceny jakości warstwy przyjęto wartości twardości 420 HV3 i 350 HV10, stosowane w Fabryce Broni przy odbiorze technicznym luf.

Badania mikrotwardości wykonano na aparacie Zwicka przy obciążeniu 0,1 kG, natomiast mikrostruktury obserwowano i rejestrowano po trawieniu zgładów 2% nitalem przy użyciu mikroskopu świetlnego Neophot-2.

Pomiary naprężeń własnych wykonano przy użyciu aparatu rentgenowskiego firmy RIGAKU. Zastosowano metodę $\sin^2\psi$ oraz lampę Cr.

W celu określenia wpływu obróbki cieplnej i cieplno-chemicznej na zmiany wymiarowe przewodu lufy wykonano 15 szt. (po 3 szt. z każdej stali) próbek rurkowych (długość l = 50 mm, średnica zewnętrzna ø15 mm, średnica wewnętrzna ø 6 mm) imitujących przewód lufy, przeznaczonych do wyznaczenia zmian wymiarowych zachodzących podczas węgloazotowania lub azotowania poszczególnych stali. Badania wykonano w Fabryce Broni „Łucznik" — Radom.

Odporność korozyjna węgloazotowanych stali 30HN2MFA, 38HMJ, WCL, 2H13 i DUPLEX została zbadana metodą woltamperometryczną. Próbki przed pomiarem oczyszczono w płuczce ultradźwiękowej w acetonie. Badania przeprowadzono w temperaturze pokojowej w natlenionym roztworze 0,1M Na_2SO_4 + 0,1M NaCl, pH = 3, wykorzystując trójelektrodowe naczynie elektrochemiczne: elektroda badana, elektroda odniesienia — nasycona elektroda kalomelowa (SCE), połączona poprzez klucz elektrochemiczny wraz z kapilarą Ługina oraz elektroda pomocnicza

— elektroda platynowa. Anodowe krzywe woltamperometryczne zarejestrowano przy szybkości zmiany potencjału 1 mV/s. Procedura pomiarowa:

— ustalanie potencjału spoczynkowego OCP, 20 min,
— rejestracja krzywej anodowej od 0 V vs. OCP do 1,5V vs. OCP.

Badania balistyczne przeprowadzono w ITU WAT, wykonując pomiary prędkości wylotowej za pomocą fotooptycznej bramki pomiarowej o bazie 2 m. Ocenę stopnia zużycia przewodów luf wykonano, stosując metodykę przyspieszonego zużycia polegającą na ostrzale dużą ilością amunicji w możliwie najkrótszym czasie. Wcześniej prowadzone próby potwierdziły, że w takich warunkach dochodzi do przyspieszonego zużycia luf.

Ocenę stopnia zniszczenia przewodów luf wykonano na podstawie obserwacji miejsc najbardziej narażonych na zużycie: stożka przejściowego i przewodu gazowego za pomocą boroskopu Storz, typu 27015C o kącie obserwacji 70°. Obserwowane obrazy zarejestrowano w technice cyfrowej z wykorzystaniem oprogramowania NIS-ELEMENTS firmy Nikon. Obserwacje wykonano po wystrzeleniu 200, 500 i 1000 szt. amunicji z każdej z badanych luf.

4. Wyniki pomiarów twardości powierzchni

W przypadku stali 30HN2MFA, 38HMJ i WCL stwierdzono występowanie wyższej twardości powierzchni po dwugodzinnym procesie węgloazotowania i azotowania, w porównaniu z procesem czterogodzinnym. Wysokostopowe stale 2H13 i DUPLEX wymagały dłuższego czasu wytrzymania dla uzyskania odpowiedniej twardości.

Ocena wpływu wymrażania na twardość powierzchni jest bardziej złożona, gdyż w niektórych wariantach obserwowano wzrost mikrotwardości powierzchni po wymrażaniu, podczas gdy w innych przypadkach stwierdzono nawet spadek mikrotwardości. Efekt wzrostu twardości przy zastosowanej temperaturze wymrażania głównie zależny był od składu atmosfery podczas nagrzewania i wygrzewania.

5. Badania mikrostruktury warstwy wierzchniej i naprężeń na powierzchniach próbek

Umowne grubości warstwy utwardzonych, określone na podstawie pomiarów mikrotwardości i obserwacji metalograficznych, a także grubości warstw związków określone metodą metalograficzną zestawione zostały w tabeli 2.

Z obserwacji metalograficznych wynikało, że przedłużenie czasu wytrzymania w temperaturze procesu z 2 do 4 godzin nie zmienia grubości warstwy związków,

Tabela 2

Grubości warstwy utwardzonych i grubości warstw związków

Gatunek stali	Głębokość strefy dyfuzyjnej	Grubość warstwy związków	
	Azotowanie lub węgloazotowanie	Azotowanie	Węgloazotowanie
30HN2MFA	200-300 μm	18-20 μm	18-20 μm
38HMJ	200-300 μm	14 μm	5-7 μm
WCL	100-150 μm	7 μm	14 μm
2H13	60-100 μm	1 μm	5 μm
DUPLEX	60-70 μm	–	1-2 μm

a niekiedy ulega ona zmniejszeniu. Ponadto twardość powierzchni HV0,1 była wyższa po procesie dwugodzinnym. Wydłużenie czasu z 2 do 4 godzin powodowało niewielki wzrost grubości warstwy utwardzonej, przy dość istotnych zmianach mikrostruktury, zwłaszcza w strefie przypowierzchniowej (m.in. porowatość warstw, profil zmian stężenia węgla i azotu w warstwie).

Do badań naprężeń własnych próbki z badanych stali węgloazotowano w temperaturze 570°C i czasie 2 godziny. Badanie wykazało wyższy poziom naprężeń ściskających w stalach o wyższej mikrotwardości powierzchni, a tym samym wyższej zawartości azotkotwórczych i węglikotwórczych pierwiastków stopowych. Po dodatkowym wymrażaniu próbek zaobserwowano wzrost wartości naprężeń oraz mikrotwardości powierzchni.

6. Pomiary zmian wymiarowych stali po obróbce cieplno-chemicznej

Pomiary wykazały, że zmiany wymiarowe średnic wewnętrznych próbek rurkowych po obróbce cieplno-chemicznej nie przekraczają wartości 15 μm, co jest zgodne z wymaganiami producenta broni strzeleckiej.

7. Badania korozyjne metodą elektrochemiczną

Badaniom elektrochemicznym poddane zostały próbki ze stali stopowych 30HN2MFA, 38HMJ (węgloazotowane w atmosferze amoniak-endogaz) oraz WCL, 2H13 i DUPLEX (węgloazotowane w atmosferze amoniak-propan), a także porównawcze próbki bez obróbki cieplno-chemicznej.

Dla stali stopowych 30HN2MFA, 38HMJ oraz WCL obróbka węgloazotowania korzystnie wpływa na odporność korozyjną w roztworze 0,1M Na_2SO_4 + 0,1 M NaCl o pH = 3. Ten korzystny wpływ przejawia się w przesunięciu potencjału korozyjnego do wartości dodatnich, pojawieniu się zdolności do pasywacji oraz niższych wartościach gęstości prądu pików aktywnego rozpuszczania żelaza.

Obróbka cieplno-chemiczna najkorzystniej wpływa na stal WCL, której krzywa anodowa w kwaśnym środowisku chlorkowych nie ma piku odpowiadającego aktywnemu roztwarzaniu żelaza oraz w badanym zakresie potencjału ulega pasywacji.

Stale 2H13 oraz DUPLEX po obróbce tracą swe właściwości ochronne. Stal nierdzewna 2H13 po węgloazotowaniu nie wykazywała zdolności pasywujących. Natomiast stal DUPLEX osiągała stan pasywny, lecz w mniejszym zakresie. Potencjał korozyjny po węgloazotowaniu przesunął się do wartości ujemnych, co przekłada się na zmniejszenie odporności korozyjnej.

Z kontynuowanych badań wynika, że możliwe jest zwiększenie odporności korozyjnej węgloazotowanej stali 2H13 przez zastosowanie odpowiedniej procedury procesu obróbki cieplno-chemicznej. W przypadku stali DUPLEX możliwe jest podwyższenie odporności korozyjnej poprzez obniżenie temperatury procesu węgloazotowania do temperatury poniżej 450°C, kosztem grubości warstwy utwardzonej, a także konieczności znacznego wydłużenia czasu procesu.

8. Wyniki badań balistycznych i obserwacje stopnia zużycia przewodów luf

Zdjęcia z boroskopu wykonane w miejscu największego zużycia (początek bruzdowania przewodu lufy) po wystrzeleniu 1000 szt. przedstawiono na rysunkach 2-6. Strzelanie odbywało się według procedury przyspieszonego zużycia, polegającej na ostrzale dużą ilością amunicji w możliwie najkrótszym czasie. Temperatura powierzchni zewnętrznej luf wahała się w zakresie 250-300°C.

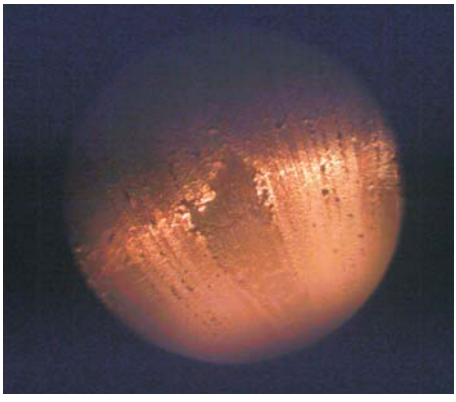
Z obserwacji wynika, że najmniejsze zużycie wykazują stal 38HMJ po węgloazotowaniu i DUPLEX. Jednak dopiero planowane w przyszłości badania metalograficzne jednoznacznie mogą potwierdzić powyższą ocenę.

Wyniki badań prędkości wylotowej przedstawione w tabeli 3 nie wykazują istotnego spadku prędkości wylotowej w miarę narastania ilości wystrzelonej amunicji. Prawdopodobnie wynika to z krótkiej strefy zniszczeń przewodu lufy, co potwierdzają obserwacje boroskopowe.

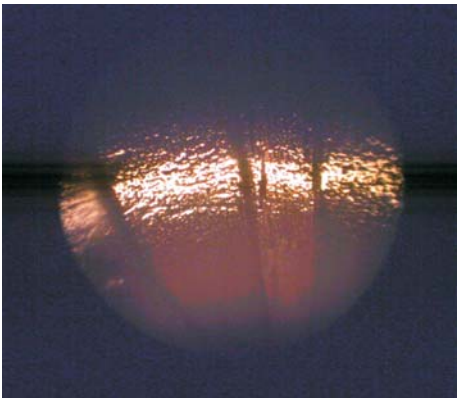
Tabela 3

Prędkości przy strzelaniu z luf z badanych stali

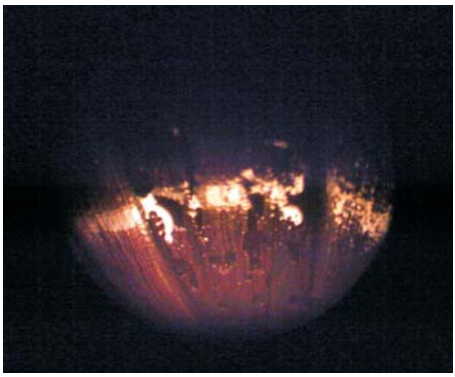
Gatunek stali	ostrzał	$V_{śr}$ [m/s]
30HN2MFA lufa chromowana	0	908
	200	905
	500	909
	1000	915
38HMJ lufa węgloazotowana	0	908
	200	903
	500	905
	1000	906
DUPLEX lufa bez obróbki cieplno-chemicznej	0	901
	200	909
	500	900
	1000	905
2H13 lufa węgloazotowana	0	914
	200	921
	500	910
	1000	bd
WCL lufa węgloazotowana	0	902
	200	918
	500	905
	1000	908



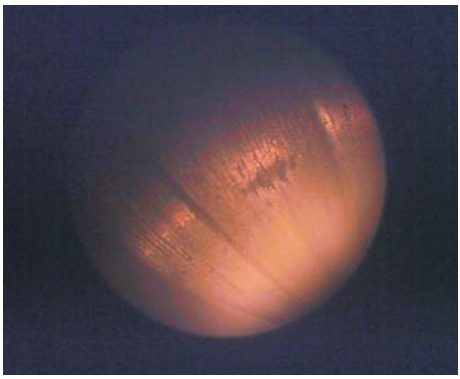
Rys. 2. Przewód lufy 30HN2MFA, lufa chromowana



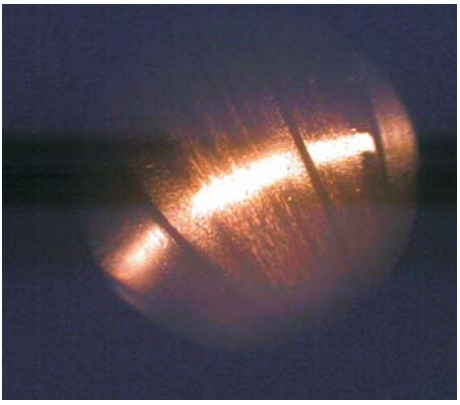
Rys. 3. Przewód lufy 38HMJ, lufa węgloazotowana



Rys. 4. Przewód lufy 2H13, lufa węgloazotowana



Rys. 5. Przewód lufy WCL, lufa węgloazotowana



Rys. 6. Przewód lufy ze stali DUPLEX, lufa bez obróbki cieplno-chemicznej

9. Wnioski

Biorąc pod uwagę koszt materiału, obrabialność mechaniczną, odporność na pękanie i zużycie ścierne oraz odporność na korozję, należy stwierdzić, że:

— stal 38HMJ odpowiada cenowo standardowej stali 30HN2MFA, jest bardzo dobrze obrabialna, a w wyniku azotowania lub węgloazotowania pozwala na uzyskanie znacznie twardszych warstw i jest najbardziej odporna na korozję;

— stal WCL jest droższa od stali standardowej, dobrze obrabialna, pozwala na uzyskanie wyższych twardości i jest najbardziej odporna na zmęczenie cieplne występujące podczas eksploatacji luf. Cechuje się dobrą odpornością na korozję;

— stal 2H13 jest znacznie droższa od stali 30HN2MFA, stosunkowo dobrze obrabialna mechanicznie, uzyskuje się cieńsze warstwy utwardzone w porównaniu z poprzednimi stalami ze względu na wysoką zawartość chromu; występują duże trudności w uzyskaniu wysokiej odporności korozyjnej po obróbce cieplno-chemicznej;
— DUPLEX jest znacznie droższa od stali 30HN2MFA, trudno obrabialna mechanicznie, uzyskuje się najcieńsze warstwy utwardzone w porównaniu z poprzednimi stalami. Uzyskanie wysokiej odporności korozyjnej wymagałoby znacznego obniżenia temperatury węgloazotowania, a tym samym uzyskiwanie jeszcze cieńszych warstw.

Artykuł wpłynął do redakcji 16.10.2008 r. Zweryfikowaną wersję po recenzji otrzymano w styczniu 2009 r.

LITERATURA

[1] PB IMP nr 0 T00B 021 30, *Próby zastosowania niekonwencjonalnych stali i technologii obróbki powierzchni dla podwyższenia trwałości luf broni strzeleckiej kalibru 5,56 mm*, 2006-2009.
[2] PB ITU WAT nr 0 T00B 008 06, *Materiałowo-technologiczne badania optymalizacyjne pod kątem zwiększenia trwałości luf broni strzeleckiej*, 2007-2009.
[3] A. Dębski, *Badania metalograficzne luf kalibru 5,56 mm po próbach trwałościowych*, VI Międzynarodowa Konferencja Uzbrojeniowa „Naukowe Aspekty Techniki Uzbrojenia", Waplewo, 11-13.10.2006, 190-197.
[4] PB IMP nr 0T00C 034 26, *Wymrażanie i azotowanie z wymrażaniem elementów broni strzeleckiej*, 2004-2007.

A. DĘBSKI, T. ŻÓŁCIAK, Z. ŁATAŚ, A. CISKI, S. KOWALSKI

Application of unconventional steel grades and surface treatments for increase in lifetime of 5.56-caliber small arms barrels

Abstract. The findings of self-made research (the Institute of Precision Mechanics) and research made by the Institute of Armament Technology MUT in scope of application of unconventional steel grades for barrels of BERYL Mod. 96 Assault Rifle have been presented. The effect of atmosphere composition and conditions of nitriding and carbonitriding on the thickness of nitrides layer and diffusion zone and also on the resistance to corrosion in environment of neutral salt fog of examined types of steels was investigated. The results of ballistic research of outlet velocity and wear of surface of lines after shooting trials are presented. The suitability of examined materials for production of barrels of BERYL Mod. 96 Assault Rifle was evaluated.
Keywords: surface treatment, small arms, corrosion resistance
Universal Decimal Classification: 623.442.46

Biuletyn WAT
Vol. LVIII, Nr 2, 2009

Modyfikacja powierzchni metalowych wysokonapięciową iskrą elektryczną

JAN KUBICKI, MIROSŁAW KWAŚNY, WOJCIECH NAPADŁEK[1]

Wojskowa Akademia Techniczna, Instytut Optoelektroniki, [1]Instytut Pojazdów,
01-489 Warszawa, ul. S. Kaliskiego 2

Streszczenie. W pracy przedstawiono oryginalną metodę modyfikacji powierzchni metalowych przy pomocy plazmy iskry elektrycznej. Przypomniano opis towarzyszących jej zjawisk fizycznych. Opisany został układ eksperymentalny do modyfikacji powierzchni z udziałem plazmy iskry elektrycznej wytwarzanej przy pomocy impulsów wysokonapięciowych otrzymywanych w wyniku załączenia przez iskiernik dwóch wysokonapięciowych kondensatorów niskoindukcyjnych. Pokazano wyniki wstępnych badań wybranych materiałów z powierzchnią zmodyfikowaną z zastosowaniem przedstawionej metody. Zaprezentowany został również układ badawczy i wstępne wyniki badań diagnostycznych plazmy oddziałującej z modyfikowaną powierzchnią. Wyciągnięto wnioski odnośnie do prowadzenia dalszych prac badawczych i budowy stanowiska technologicznego.
Słowa kluczowe: modyfikacja powierzchni, iskra elektryczna, transmisja plazmy
Symbole UKD: 620.1

1. Wstęp

Powierzchniowa obróbka cieplna metali jest często stosowanym procesem w technologii wytwarzania części maszyn, pojazdów i innych urządzeń mechanicznych. Jest to szczególnie ważne wszędzie tam, gdzie należy sprostać wysokim wymaganiom dotyczącym trwałości i niezawodności elementów maszyn przy wykorzystaniu w miarę tanich materiałów konstrukcyjnych obrabianych powierzchniowo.

Obok konwencjonalnych sposobów modyfikacji warstw powierzchniowych pojawiają się zupełnie nowe metody ulepszania cieplnego tych warstw. Na szczególną uwagę zasługuje hartowanie laserowe wiązką lasera ciągłego — działania polegające na stosunkowo szybkim przesuwaniu się po powierzchni obrabianego

materiału wiązki laserowej o odpowiednio dużej mocy [1, 2]. Następuje wówczas silne rozgrzanie materiału na stosunkowo małej głębokości. Następnie w wyniku szybkiego odprowadzenia ciepła w głąb materiału poprzez przewodnictwo cieplne, warstwa wierzchnia zostaje gwałtowne schłodzona i zahartowana. Proces jest skuteczny jedynie wówczas, gdy moc lasera jest dostatecznie duża i duża jest szybkość przesuwania wiązki po powierzchni materiału, gdyż tylko wtedy może wystąpić silne rozgrzanie materiału na stosunkowo małej głębokości. Opisany efekt można uzyskać również bez szybkiego przesuwania wiązki laserowej, wykorzystując do nagrzewania modyfikowanej powierzchni laser impulsowy emitujący impulsy o dostatecznie dużej energii w odpowiednio krótkim czasie [3].

Przedstawione wyżej sposoby, aczkolwiek wygodne technologicznie, są jednak kosztowne w realizacji. W obydwu przypadkach mamy do czynienia ze stosunkowo małą sprawnością lasera oraz dużymi stratami na odbicie wiązki laserowej. Ponadto samo urządzenie laserowe jest na ogół złożone i drogie. Dlatego też do powierzchniowej obróbki cieplnej metali próbuje się wykorzystać alternatywne metody. Jedną z nich jest podgrzewanie powierzchni przy pomocy plazmy wyładowania elektrycznego pomiędzy tą powierzchnią a dodatkową elektrodą.

Znane w literaturze sposoby modyfikacji powierzchni przy pomocy tej metody polegają na wykorzystaniu ruchomej elektrody, która przesuwając się po obrabianej powierzchni i odrywając się od niej, powodowała iskrzenie wywołujące określone zmiany na obrabianej powierzchni metalowej [4, 5].

Załączanie obwodu elektrycznego w tych układach następowało poprzez zwieranie elektrody z obrabianą powierzchnią. Narzucało to oczywiście wymagania odnośnie do stosowanego napięcia, które nie mogło w tym przypadku być zbyt duże. W związku z tym wykorzystywanie większych energii, było możliwe jedynie poprzez rozciągnięcie procesu w czasie, powodując tym samym przechodzenie iskry elektrycznej w wyładowanie łukowe. Bardzo istotnie musiała się obniżyć wówczas temperatura wyładowania. Materiał jest w takim przypadku rozgrzewany głęboko i szybkie schłodzenie go poprzez przewodnictwo cieplne jest wówczas utrudnione.

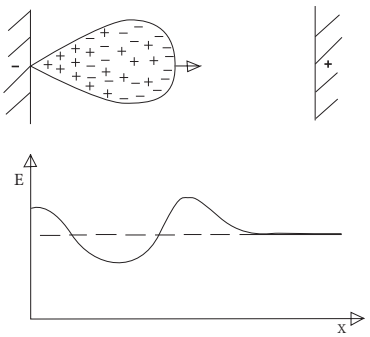
W niniejszej pracy zaprezentowano metodę powierzchniowej obróbki cieplnej metalu przy pomocy plazmy iskry elektrycznej uzyskanej w wyniku przykładania wysokonapięciowych impulsów elektrycznych ze stromym zboczem przednim do elektrody umieszczonej stosunkowo blisko modyfikowanej powierzchni [6].

2. Opis zjawisk zachodzących w wykorzystywanej plazmie iskry elektrycznej

Iskra elektryczna jest znanym zjawiskiem fizycznym powstającym w wyniku przebicia elektrycznego w gazie pod ciśnieniem atmosferycznym lub większym. Na ogół powstają wówczas zygzakowate, rozwidlające się kanały plazmowe, w których

silne elektronowe i jonowe lawiny powodują w stosunkowo krótkim czasie duży wzrost ciśnienia i temperatury. Towarzyszy temu fala akustyczna i silne świecenie kanałów plazmowych. Przepływ ładunków prowadzi do wyrównania się potencjałów i kończy wyładowanie [7, 8].

W różnych warunkach występuje wiele mechanizmów powstawania plazmy iskry elektrycznej. Koncentrując się jednak na plazmie iskry elektrycznej wytwarzanej przy pomocy wysokonapięciowych impulsów elektrycznych [6], mamy do czynienia z małą odległością między elektrodami i z bardzo dużym napięciem między nimi. Ponadto występujące pole elektryczne jest silnie niejednorodne, a proces zachodzi w stosunkowo krótkim czasie. Pełny opis zjawisk dla tego typu przypadku podali Loeb, Meek i Raether [9], formułując teorię mechanizmu kanałowego nazywaną często teorią strimerów. Według tej teorii, po osiągnięciu napięcia U_0, przy katodzie rozpoczyna się lawina elektronowa, wydłużając się stosunkowo szybko w stronę anody. Wskutek dyfuzji tworzy się „kroplowaty" kształt lawiny, której czoło stanowią elektrony, a w ogonie pozostają znacznie mniej ruchliwe jony dodatnie (rys. 1).



Rys. 1. Zmiana rozkładu pola spowodowana przez lawinę [9]

Lawina odkształca pole, powodując wzrost jego natężenia przed i za sobą oraz osłabiając je wewnątrz zajmowanej przestrzeni.

Po dojściu czoła lawiny do anody elektrony ulegają przez nią wchłonięciu pozostawiając w przestrzeni stożek ładunków dodatnich. Stożek ten wytwarza silne pole dodatkowe przy jednoczesnym promieniowaniu atomów wzbudzonych, co wywołuje wtórne lawiny wokół stożka w pobliżu czoła lawiny, gdzie wzmocnienie pola głównego jest największe. Wtórne lawiny, dochodząc do stożka, oddają mu elektrony z czoła, natomiast ich jony dodatnie zwiększają ładunek przestrzenny lawiny pierwotnej. Od strony anody wytwarza się kanał plazmowy, zwany anodowym, a do katody przesuwa się obszar podwyższonego pola stożka, powodując powstanie nowych lawin wtórnych.

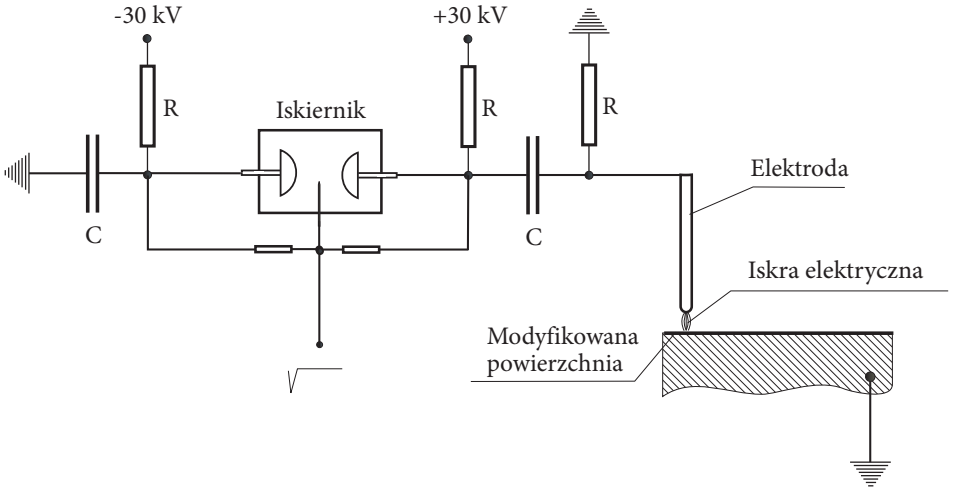
Mechanizm ten postępuje bardzo energicznie i kanał plazmowy szybko wydłuża się ku katodzie. Po osiągnięciu katody kanał tworzy iskrę o skończonej

średnicy, a pomiędzy elektrodami przepływa prąd elektryczny o stosunkowo dużym natężeniu.

Plazma iskry elektrycznej podobnie jak plazma indukowana laserem, należy do kategorii plazmy słabo zjonizowanej.

3. Eksperymentalne stanowisko do modyfikacji powierzchni przy pomocy plazmy iskry elektrycznej

Jak już wspomniano we wstępie, w niniejszej pracy impuls elektryczny jest formowany niezależnie od modyfikowanej powierzchni przy pomocy odpowiedniego generatora, którego podstawowymi elementami są dwa kondensatory o pojemności 100 nF każdy, naładowane przeciwnie do napięcia 30 kV i zwierane przy pomocy odpowiedniego iskiernika (rys. 2).

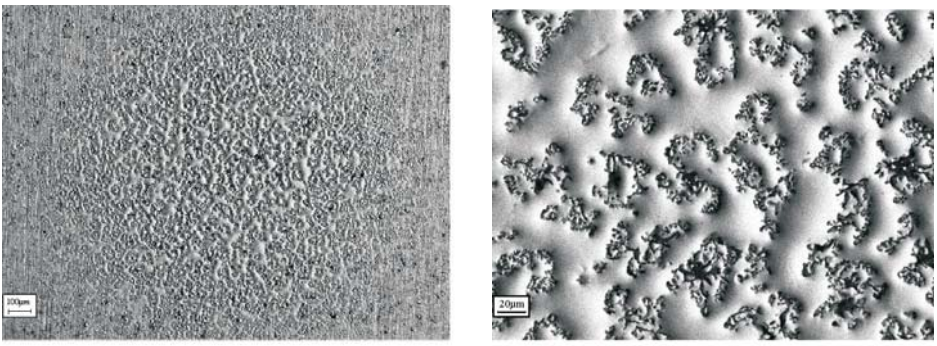


Rys. 2. Schemat układu eksperymentalnego do obróbki powierzchni metalowych iskrą elektryczną

Uzyskiwany z układu wysokonapięciowy impuls elektryczny był podawany na elektrodę w postaci miedzianego pręta o średnicy 1,5 mm zakończoną sferą o promieniu 0,75 mm. Ostatecznie więc powstawał zamknięty obwód elektryczny, w którym głównymi odbiornikami energii zgromadzonej w kondensatorach był iskiernik i wykorzystywana iskra elektryczna. W wyniku oddziaływania tej iskry w stosunkowo krótkim czasie z modyfikowaną powierzchnią, następowało bardzo szybkie nagrzewanie tej powierzchni i topnienie warstwy wierzchniej, a następnie w wyniku odprowadzenia ciepła poprzez przewodnictwo w głąb materiału, równie szybki proces przechodzenia w stan stały, niekiedy amorficzny.

Zależnie od składu chemicznego np. dla stopów Fe-C, można wykonać struktury martenzytowe, martenzytyczno-bainityczne, a dla żeliwa — ledeburyt (żeliwo białe).

W wyniku obróbki powierzchni żeliwa eutektycznego, uzyskano strukturę powierzchni pokazaną na zdjęciach przedstawionych na rysunku (rys. 3).



Rys. 3. Zdjęcie struktury powierzchni żeliwa eutektycznego po obróbce iskrą elektryczną

Efektem obróbki jest znaczny wzrost twardości materiału na jego powierzchni.

4. Wstępne badania plazmy iskry elektrycznej

Do ostatecznego wdrożenia przedstawionej metody niezbędne są prace badawcze zarówno zjawisk fizycznych występujących w plazmie iskry elektrycznej, jak i efektów końcowych w postaci jakości otrzymanej warstwy powierzchniowej.

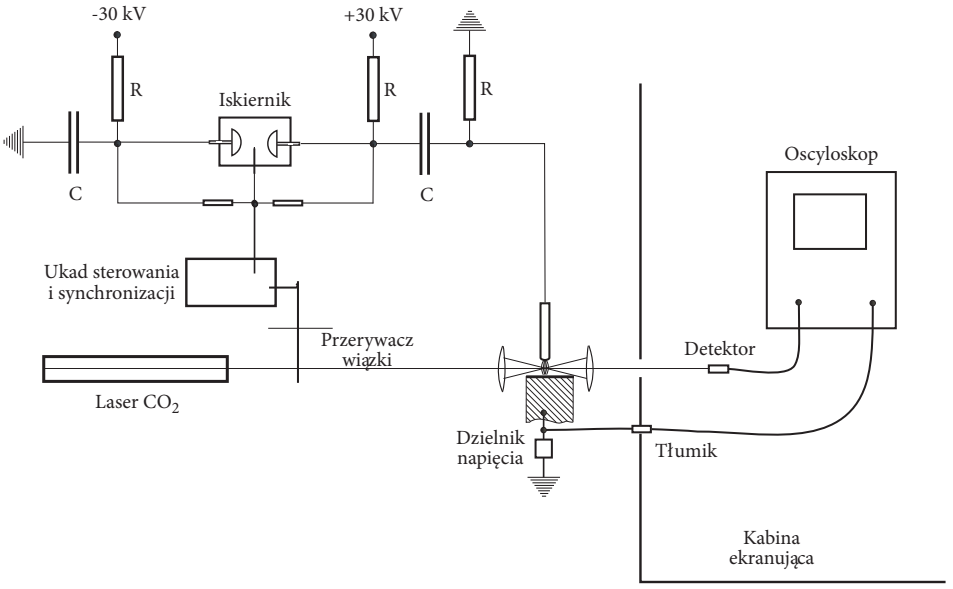
Wiadomo, że jednym z podstawowych parametrów plazmy jest koncentracja w niej swobodnych elektronów n_0.

Jest ona ściśle związana z tzw. częstością plazmową wzorem [10]:

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi e^2 n_0}{m_e},$$

gdzie: e — ładunek elektronu;
m_e — jego masa.

Częstość plazmowa charakteryzuje się m. in. tym, że promieniowanie elektromagnetyczne o częstotliwości mniejszej od niej nie jest przez plazmę przepuszczane. Wykorzystując tę własność, przeprowadzono eksperyment, w którym prześwietlano obszar iskry elektrycznej przerywaną wiązką lasera CO_2 (10,6 μm). Schemat układu przedstawiono na rysunku 4.



Rys. 4. Schemat układu do pomiaru transmisji plazmy iskry elektrycznej

W układzie wykorzystano dwukanałowy oscyloskop, do którego doprowadzone były sygnały z detektora promieniowania wiązki sondującej i z dzielnika napięciowego impulsu prądowego iskry. Oscyloskop wraz z detektorem były umieszczone w kabinie ekranującej chroniącej je przed zakłóceniami.

Na podstawie obserwowanych oscylogramów wykonano rysunek przedstawiający transmisję plazmy i odpowiadającą jej wartość prądu w iskrze elektrycznej w funkcji czasu (rys. 5).

Na podstawie tego rysunku widać, że przez czas ~1 μs plazma nie jest przezroczysta dla promieniowania 10,6 μm.

Dla promieniowania laserowego o częstotliwości kołowej ω_L musi więc w tym czasie zachodzić relacja:

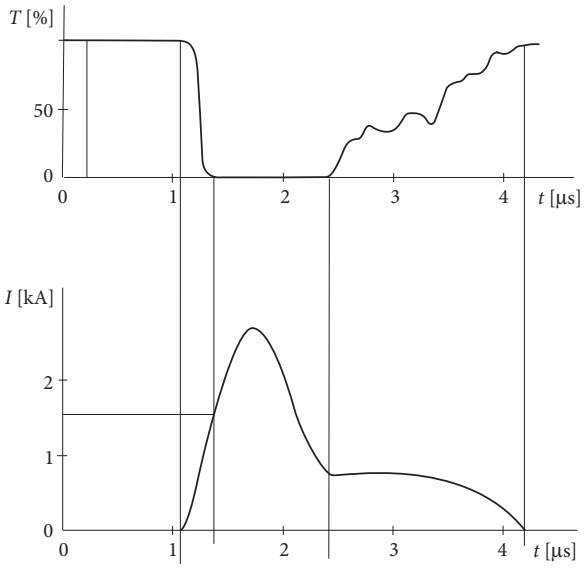
$$\omega_L^2 < \omega_p^2 = \frac{4\pi e^2 n_0}{m_e}$$

Po podstawieniu:

$$\omega_L = 2\pi \frac{c}{\lambda_L} = 6\pi \cdot 10^{13} \frac{1}{s},$$

$$e^2 = 2{,}3 \cdot 10^{-28}\,\mathrm{N{\times}m^2},$$

$$m_e = 9{,}1 \cdot 10^{-31}\,\mathrm{kg},$$



Rys. 5. Transmisja plazmy dla promieniowania 10,6 μm i odpowiadająca jej wartość prądu w iskrze elektrycznej

możemy stwierdzić, że we wspomnianym czasie gęstość elektronów w plazmie jest większa od $1{,}12 \times 10^{19}1/\text{cm}^3$.

Z przedstawionego rysunku widać również, że wartość prądu w iskrze przekracza wówczas 1 kA.

5. Podsumowanie

Przedstawione prace są wstępnym etapem szerszego zakresu prac nad modyfikacją powierzchni metalowych przy pomocy iskry elektrycznej. W wyniku doprowadzenia do modyfikowanej powierzchni stosunkowo dużej energii w krótkim czasie proces mógł zachodzić na niewielkiej głębokości. Konsekwencją tego było szybkie schłodzenie modyfikowanej powierzchni poprzez odprowadzenie ciepła w głąb materiału.

Przedstawiona metoda jest szczególnie korzystna przy wykorzystaniu jej do obróbki części maszyn. Do jej wdrożenia niezbędne jest jednak przeprowadzenie wielu badań zarówno o charakterze podstawowym, pozwalającym dokładniej poznać zachodzące zjawiska fizyczne, jak i badań optymalizacyjnych, z których będzie można wyciągnąć odpowiednie wnioski i otrzymać wskazówki odnośnie do budowy stanowiska technologicznego.

Na podstawie przeprowadzonych badań diagnostycznych plazmy iskry elektrycznej można m.in. wyciągnąć podstawowy wniosek odnośnie do wpływu wiel-

kości natężenia prądu na koncentrację swobodnych elektronów w plazmie. Dzięki temu dalsze badania można uprościć, rejestrując jedynie przebiegi elektryczne impulsów prądowych.

Zmieniając kształt i materiał elektrody, odstęp między elektrodą i modyfikowaną powierzchnią oraz pojemność i napięcie ładowania kondensatorów, będzie można w przyszłości w prosty sposób optymalizować parametry układu ze względu na jakość modyfikowanej powierzchni.

Artykuł wpłynął do redakcji 20.10.2008 r. Zweryfikowaną wersję po recenzji otrzymano w marcu 2009 r.

LITERATURA

[1] M. Bonek, L. Dobrzański, E. Hajduczek, *Mechanizm tworzenia laserowo modyfikowanej warstwy wierzchniej stali narzędziowej*, Inżynieria Materiałowa, nr 3, 151, 27, 2006, 346-351.

[2] W. S. Kowalienko, *K woprosu miechanizma uproczienia matieriała pri wozdiejstwii nieprierywnogo łazjernogo izłuczjenia*, Eliektronnaja obrabotka mietałłow, 1, 1980, 35-39.

[3] W. S. Kowalienko, *Obrabotka materiałow impulsnym izłuczieniem łazjerow*, Kijew, Wysszaja szkoła, 1977.

[4] D. Ozimina, N. Radek, J. Senatorski, *Wybrane właściwości warstw powierzchniowych otrzymywanych elektroiskrowo*, Inżynieria Materiałowa, 5, 2005, 701-703.

[5] B. Antoszewski, N. Radek, W. Tarelnik, *Testing the resistance to seizure of electro spark deposited coating*, Problems of Tribology, Ukraina, 1, 2004, 8-13.

[6] T. Burakowski, J. Kubicki, M. Kwaśny, W. Napadłek, *Sposób i urządzenie do modyfikacji powierzchni metalowych wysokonapięciową iskrą elektryczną*, Patent RP nr P382978.

[7] S. Szpor i in., *Technika wysokich napięć*, Warszawa, PWN, 1978.

[8] Z. Koszaluk i in., *Technika badań wysokonapięciowych*, Warszawa, WNT, 1985.

[9] L. B. Loeb, J. M. Meek, *The mechanism of the electric spark and its possible role in tapping Radiant Energy*, Stanford Univ. Press., Helpful in understanding electric "avalanche" found in Ed Gray circuits, 1941.

[10] R. R. Feynman, R. B. Leighton, *Feynmana wykłady z fizyki*, t. II, cz. 1, Warszawa, PWN, 1970.

J. KUBICKI, M. KWAŚNY, W. NAPADŁEK

Modification of metallic surface via high voltage electric spark

Abstract. Original method of modification of metallic surface via electric spark plasma is presented in the paper. Physical phenomena present in the process are mentioned. Experimental set-up for surface modification using electric spark plasma generated by high voltage pulses is described. The HV pulses are generated after discharging two high-voltage low inductance capacitors connected by a spark gap. Preliminary measurement results of selected materials with modified surface are presented.
Also it is shown the experimental system and first diagnostic results of plasma interacting with a surface under modification. Conclusions related to further research works and to development of a technology stand are drawn.

Keywords: surface modification, electric spark, plasma transmission
Universal Decimal Classification: 620.1

Biuletyn WAT
Vol. LVIII, Nr 2, 2009

Badania dyfuzyjności cieplnej materiału fazy wiążącej spieku 90W-7Ni-3Fe

JANUSZ TERPIŁOWSKI, ANDRZEJ JAROSŁAW PANAS,
TOMASZ MAJEWSKI

Wojskowa Akademia Techniczna, Wydział Mechatroniki,
00-908 Warszawa, ul. S. Kaliskiego 2

Streszczenie. W pracy przedstawiono wyniki badań dyfuzyjności cieplnej stopu 53Ni-23Fe-24W, stanowiącego fazę wiążącą metalu ciężkiego (spieku ciężkiego) 90W-7Ni-3Fe. Pomiary wykonano, korzystając ze zmodyfikowanej metody impulsowej. Zakres temperatury badań obejmował przedział od temperatury pokojowej do około 1100 K. Na podstawie uzyskanych danych pomiarowych opracowano temperaturową charakterystykę dyfuzyjności cieplnej badanego spieku. Prezentowane wyniki są częścią programu badań właściwości termofizycznych spieków wolframowych i stanowią uzupełnienie do wcześniej publikowanych wyników badań rozszerzalności liniowej stopu 53Ni-23Fe-24W.
Słowa kluczowe: dyfuzyjność cieplna, właściwości termofizyczne, ciężkie spieki wolframu, rdzenie amunicji podkalibrowej
Symbole UKD: 620.17

1. Wprowadzenie

Zastosowanie metali ciężkich, m.in. w amunicji podkalibrowej przeciwpancernej, osłonach radiacyjnych, balansach układów żyroskopowych itp., wiąże się z ich specyficznymi właściwościami mechanicznymi. Ta specyfika to połączenie dużej plastyczności z dużymi wartościami gęstości i wytrzymałością oraz łatwością obróbki mechanicznej, a także odpornością na korozję [1, 2, 3].

Przedmiotem badań w niniejszej pracy, jak również w już opublikowanej pracy [4], jest stop 53Ni-23Fe-24W, stanowiący fazę wiążącą metalu ciężkiego 90W-7Ni-3Fe. Celem badań było określenie wybranych parametrów termofizycznych z uwzględnieniem ich zależności od temperatury. Potrzeba przeprowadzenia

badań właściwości cieplno-fizycznych tego stopu była uwarunkowana głównie koniecznością optymalizacji procesów jego wytwarzania. Analiza procesów zachodzących podczas spiekania oraz modelowanie numeryczne i matematyczne zjawisk cząstkowych wymagają uzupełnienia danych literaturowych, dotyczących temperaturowych charakterystyk wybranych parametrów termofizycznych. Niemniej istotne są również względy czysto poznawcze, zarówno z punktu widzenia diagnostyki materiałowej, jak i ze względu na potencjalną możliwość poszerzenia wiedzy dotyczącej modelowania struktur kompozytowych.

Program badań stopu 53Ni-23Fe-24W obejmował pomiary dylatometryczne i grawimetryczne, których wyniki zostały zamieszczone w pracy [4]. W niniejszej pracy przedstawiono wyniki badań dyfuzyjności cieplnej stopu 53Ni-23Fe-24W, a w następnej będą prezentowane wyniki badań mikrokalorymetrycznych.

2. Dyfuzyjność cieplna. Metoda i metodyka badań

Dyfuzyjność cieplna a jest parametrem termofizycznym, który określa, jak „dobrym przewodnikiem ciepła" jest dany materiał w warunkach nieustalonej wymiany ciepła. Im większa jest wartość a danego materiału, tym jest on lepszym przewodnikiem ciepła.

We współczesnej technice różnorodność wykorzystywanych materiałów jest ogromna, a zakres zmian dyfuzyjności cieplnej typowych materiałów konstrukcyjnych zmienia się od 10^{-7} m^2/s dla polimetakrylanu metylu (PMM), aż do około 10^{-3} m^2/s dla polikrystalicznych grafitów. Z przewodnością cieplną λ, gęstością ρ i ciepłem właściwym c_p dyfuzyjność cieplna jest związana zależnością: $\lambda = a\rho c_p$.

Aktualnie, w przypadku ciał stałych, pomiar dyfuzyjności cieplnej odbywa się najczęściej metodami impulsowymi [5, 6, 7], a najpopularniejszą metodą określania tej wielkości jest klasyczna impulsowa metoda Parkera [8] i jej mutacje [7, 10, 11, 13].

W niniejszej pracy do pomiaru dyfuzyjności cieplnej stopu 53Ni-23Fe-24W zastosowano opracowaną w WAT zmodyfikowaną metodę impulsową [10], która jest ulepszoną wersją metody Parkera i polega na:

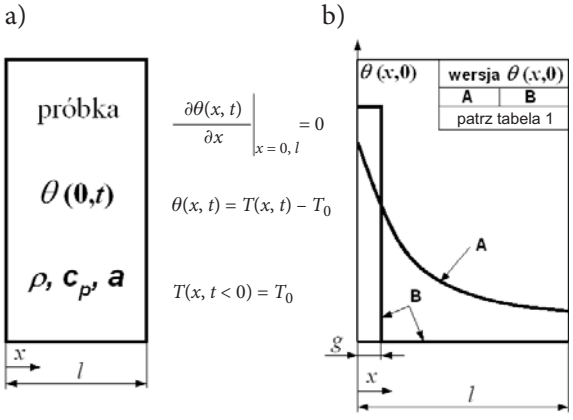
— wytworzeniu na powierzchni czołowej płaskorównoległej, adiabatycznej próbki powierzchniowego źródła ciepła (lampa błyskowa, laser impulsowy) i rejestracji (poczynając od tego momentu) zmian różnicy temperatury $\Delta\Theta(t) = T_1(t) - T_2(t)$ między przednią a tylną powierzchnią badanej próbki;
— uzyskaniu rozwiązania teoretycznego problemu w postaci zmiany różnicy temperatury na skrajnych powierzchniach próbki $\Delta\Theta(t) = T_1(t) - T_2(t)$;
— identyfikacji odpowiedniej krzywej ze zbioru będącego rozwiązaniem teoretycznym problemu z krzywą eksperymentalną, przy czym parametrem

podlegającym zmianie w procesie identyfikacji jest poszukiwana wartość dyfuzyjności cieplnej.

Przedstawione w [14, 15] wyniki badań porównawczych wyznaczania dyfuzyjności cieplnej zmodyfikowaną metodą impulsową i klasyczną metodą Parkera dowiodły, że ta pierwsza metoda zapewnia znacznie większą dokładność pomiarów. Całkowity błąd pomiaru — uwzględniający wpływ strat ciepła z obu powierzchni próbki, błąd pomiaru jej grubości i fluktuacje sygnału pomiarowego z tytułu szumów termicznych i zewnętrznych zakłóceń elektromagnetycznych — został oszacowany jako mniejszy od 3% w przypadku zmodyfikowanej metody impulsowej i wynoszący około 10% dla klasycznej metody Parkera.

2.1. Opis metody pomiaru

W przypadku materiałów zarówno nieprzezroczystych, jak i półprzezroczystych dla impulsu promieniowania laserowego może być zastosowany zmodyfikowany model wymiany ciepła pokazany na rysunku 1.



Rys. 1. Model wymiany ciepła w nieprzezroczystych i półprzezroczystych dla promieniowania laserowego próbkach: a) układ współrzędnych i warunki brzegowe; b) warunki początkowe (A — próbka półprzezroczysta, B — próbka nieprzezroczysta)

Teoretyczny rozkład temperatury $\Theta(x, t) = T(x, t) - T_0$ w próbce ($0 < x \leq l$), przy założeniu, że w chwili $t = 0$ próbka absorbuje energię impulsu laserowego o gęstości powierzchniowej I_0, otrzymuje się poprzez rozwiązanie równania Fouriera:

$$a\frac{\partial^2\Theta}{\partial x^2} = \frac{\partial\Theta}{\partial t} \tag{1}$$

przy warunkach brzegowych:

$$\frac{\partial \Theta(0,t)}{\partial x} = \frac{\partial \Theta(l,t)}{\partial x} = 0 \tag{2}$$

i warunku początkowym $\Theta(x, t = 0)$ wewnątrz próbki po strzale z lasera. W zależności od tego, czy badana próbka jest półprzezroczysta, czy też nieprzezroczysta dla impulsu promieniowania laserowego, warunek początkowy może mieć postacie pokazane na rysunku 1b), a którego postacie analityczne przedstawiono również w tabeli 1.

Tabela 1

Warunek początkowy $\Theta(x, 0)$ w zależności od wartości monochromatycznych współczynników transmisji $\alpha(\lambda)$ i odbicia $r(\lambda)$ dla długości fali λ promieniowania impulsu laserowego materiału badanej próbki [10]

Wersja A (próbka półprzezroczysta)	Wersja B (próbka nieprzezroczysta)
$\Theta(x,0) = \left(\frac{\alpha I_0}{\rho c_p}\right) \frac{e^{-\alpha x} + re^{-2\alpha l}e^{\alpha x}}{1-(re^{-\alpha l})^2}$	$\Theta(x,0) = \begin{cases} = I_0 / (\rho c_p g), \text{ dla } 0 \le x \le g \langle\langle l \\ = 0, \text{ dla } g < x \le l \end{cases}$

Ogólne rozwiązanie jednowymiarowego równania Fouriera (1) z warunkami brzegowymi (2) i znanym początkowym rozkładzie temperatury $\Theta(x, 0)$ zostało podane przez Carslawa i Jaegera [9] w postaci:

$$\Theta(x,t) = \frac{1}{l}\int_0^l \Theta(x',0)dx' + \frac{2}{l}\sum_{n=1}^{\infty} e^{-n^2\frac{t}{\tau}} \cos\frac{n\pi x}{l} \int_0^l \Theta(x',0)\cos\frac{n\pi x'}{l}dx', \tag{3}$$

gdzie:

$$\tau = l^2 / (\pi^2 a) \tag{4}$$

jest czasem charakterystycznym.

Dyfuzyjność cieplną a określa się na podstawie pomiaru różnicy temperatury $\Delta\Theta(t)$ między skrajnymi powierzchniami ($x = 0$, $x = l$) płaskorównoległej i adiabatycznej próbki, po strzale z lasera w jej powierzchnię czołową. Zgodnie z rozwiązaniem teoretycznym problemu (3) jest:

$$\Delta\Theta(t) = \Theta(0,t) - \Theta(l,t) =$$
$$= \frac{2}{l}\sum_{n=1}^{\infty} e^{-n^2\frac{t}{\tau}}[1-(-1)^n]\int_0^l \Theta(x',0)\cos\frac{n\pi x'}{l}dx' = \tag{5}$$
$$= \frac{4}{l}\sum_{n=1}^{\infty} e^{-(2n-1)^2\frac{t}{\tau}}\int_0^l \Theta(x',0)\cos\frac{(2n-1)\pi x'}{l}dx'.$$

Po pominięciu w szeregu (5) wyrazów o $n > 1$, otrzymuje się:

$$\Delta\Theta(t) = \frac{4}{l}\left[\int_0^l \Theta(x',0)\cos\frac{\pi x'}{l}dx'\right] e^{-\frac{t}{\tau}}. \tag{6}$$

Błąd, jaki się popełnia z tytułu zastąpienia (5) przez (6) nie przekracza 1%, jeżeli $t/\tau > 0{,}58$.

Aby określić dyfuzyjność cieplną a na podstawie zarejestrowanych w trakcie eksperymentu przebiegów zmian różnicy temperatury $\Delta\Theta'(t)$, należy wziąć pod uwagę tylko ten ich fragment, który jest opisany równaniem (6) i wyznaczyć optymalne wartości czasu charakterystycznego τ i przyrostu temperatury Θ'_{∞}. W tym celu należy:

— zlogarytmować teoretyczną zależność (6), w wyniku czego, otrzymujemy:

$$y = \ln\Delta\Theta(t) = \ln 4\Theta_{\infty} - \frac{t}{\tau}, \tag{7}$$

gdzie:

$$\Theta_{\infty} = \frac{1}{l}\left[\int_0^l \Theta(x',0)\cos\frac{\pi x'}{l}dx'\right] \tag{8}$$

jest przyrostem temperatury próbki po ustaniu procesu przejściowego związanego z oddziaływaniem na nią impulsu promieniowania laserowego;

— zlogarytmować (punkt po punkcie) przebieg eksperymentalny $\Delta\Theta'(t)$, a następnie wybrać na osi czasu takie wartości t_1 i t_2, aby leżały one w liniowym zakresie zmian funkcji $y = \ln\Delta\Theta'(t)$. Obliczony metodą najmniejszych kwadratów współczynnik kierunkowy prostej poprowadzonej przez te punkty ($t_1 \le t \le t_2$) jest równy τ^{-1}, a przecięcie się tej prostej z osią rzędnych pozwala wyznaczyć, daną przez (8), wartość Θ_{∞};

— sprawdzić, czy jest spełnione kryterium:

$$\left[\sum_{t_1 \le t_i \le t_2}\left(\Delta\Theta(t_i) - \Delta\Theta'(t_i)\right)^2\right]^{0,5} = \text{minimum} \tag{9}$$

odpowiadające minimum pierwiastka kwadratowego z sum kwadratów dyskretnych wartości różnic temperatury między skrajnymi powierzchniami próbki (krok po kroku) — teoretyczną $\Delta\Theta(t_i)$ i eksperymentalną $\Delta\Theta'(t_i)$. W zależności (9) dla każdej dyskretnej wartości czasu t_i wartość $\Delta\Theta(t_i)$ oblicza się z zależności (5) na podstawie powyżej określonych eksperymentalnie wartości τ i Θ'_∞, a $\Delta\Theta'(t_i)$ przyjmuje się bezpośrednio z eksperymentu. Minimum wartości wyrażenia (9) poszukuje się ze względu na położenia t_1 i t_2 na osi odciętych oraz poziomu odniesienia sygnału $\Delta\Theta'(t)$. Procedurę jak wyżej powtarza się ze zmianą wartości tych parametrów. Proces ten zatrzymuje się wówczas, kiedy zostanie osiągnięta satysfakcjonująca zgodność między krzywą teoretyczną $\Delta\Theta(t)$ a uzyskaną na drodze eksperymentu $\Delta\Theta'(t)$;

— wyznaczona wartość τ pozwala obliczyć dyfuzyjność cieplną z zależności:

$$a = \frac{l^2}{\pi^2 \tau}. \tag{10}$$

Jeżeli badana próbka jest nieprzezroczysta dla promieniowania laserowego, czyli gdy $al \to \infty$, to wtedy zależność (5) przyjmuje postać

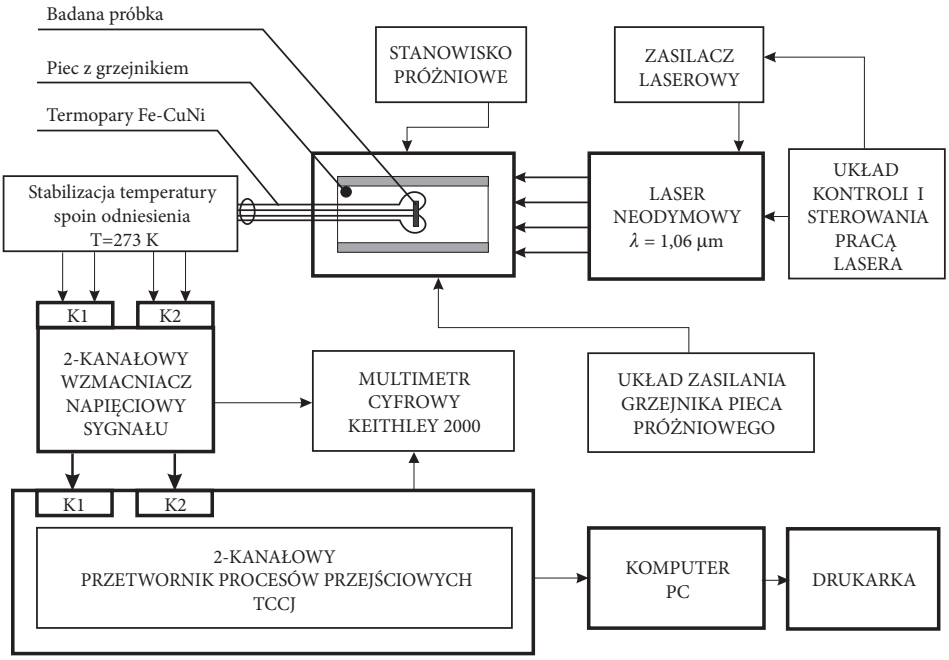
$$\Delta\Theta(t) = 4\Theta_\infty \sum_{n=1}^{\infty} e^{-(2n-1)^2 \frac{t}{\tau}}, \tag{11}$$

przy czym Θ_∞ jest przyrostem temperatury w objętości badanej próbki po wyrównaniu temperatury na jej skrajnych powierzchniach. Zależność (11) otrzymuje się również po podstawieniu do (6) typowego dla klasycznej metody impulsowej określania dyfuzyjności cieplnej [8], rozkładu temperatury początkowej (rys. 1b — wariant B, tab. 1) w adiabatycznej próbce.

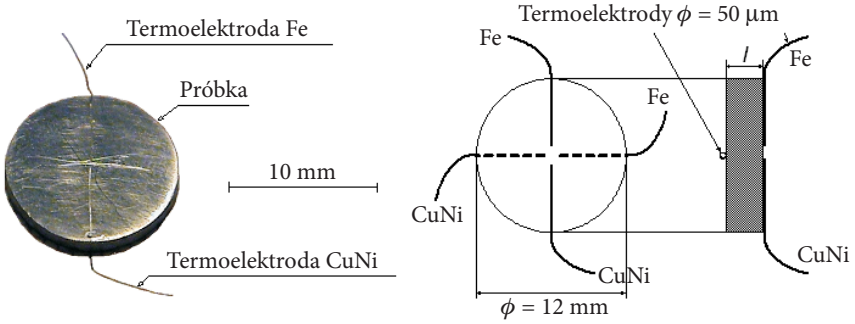
2.2. Stanowisko badawcze i warunki poprawnego przeprowadzenia eksperymentu

Schemat blokowy stanowiska do pomiaru dyfuzyjności cieplnej jest pokazany na rysunku 2. Specjalna konstrukcja trzymaka próbki oraz utrzymywana w piecu próżnia 10^{-4} Pa mają na celu minimalizację strat ciepła do otoczenia przez konwekcję i przewodzenie.

Jako impulsowe źródło ciepła zastosowano laser neodymonowy. Czas trwania impulsu laserowego jest mniejszy od 1 ms, a jego energię można zmieniać w zakresie 5÷15 J, przy średnicy wiązki promieniowania około 14 mm. Do pomiaru temperatury próbki przed strzałem i po strzale z lasera stosuje się odpowiednie termoelementy, których gorące spoiny są zgrzane do czołowej i tylnej powierzchni próbki.



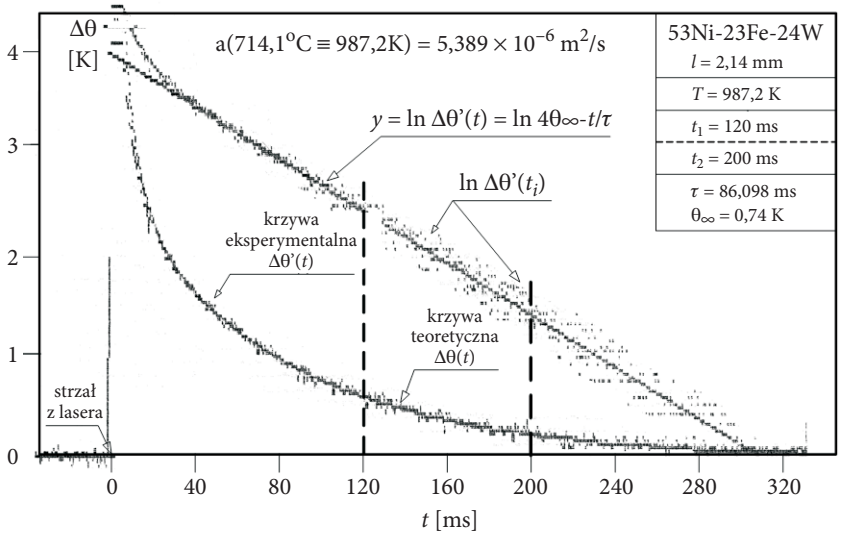
Rys. 2. Schemat blokowy stanowiska do pomiaru dyfuzyjności cieplnej ciał stałych



Rys. 3. Widok ogólny badanej próbki wraz ze zgrzanymi do jej powierzchni czołowej termoelekrodami oraz jej wymiary gabarytowe

Widok ogólny przykładowej próbki wraz ze zgrzanymi do jej powierzchni termoelektrodami, niezbędnymi do pomiaru ustalonej temperatury próbki tuż przed strzałem z lasera w jej powierzchnię czołową oraz zmiany różnicy temperatury na jej skrajnych powierzchniach tuż po strzale z lasera pokazano na rysunku 3. Do pomiaru temperatury zastosowano w tym przypadku termoelementy typu J (Fe-CuNi).

Wyznaczanie wartości dyfuzyjności cieplnej badanej próbki następuje w wyniku procesu identyfikacji odpowiedniej krzywej ze zbioru rozwiązań teoretycznych z przebiegiem doświadczalnym, przy wykorzystaniu odpowiedniego programu na komputer PC. Przykładowy wydruk wyniku procesu identyfikacji pokazano na rysunku 4.



Rys. 4. Przykładowy wydruk wyniku procesu identyfikacji krzywej eksperymentalnej z jedną z krzywych należących do zbioru (11) rozwiązań teoretycznych problemu

4. Wyniki i opracowanie wyników badań

Dyfuzyjność cieplną stopu 53Ni-23Fe-24W badano dla pojedynczej próbki wykonanej w Instytucie Techniki Uzbrojenia WAT, metodą opisaną w publikacji [4]. Próbka miała kształt walca o grubości $l = 2{,}14$ mm i średnicy $d = 12$ mm. Pomiary wykonano na stanowisku pomiarowym przedstawionym na rysunku 2.

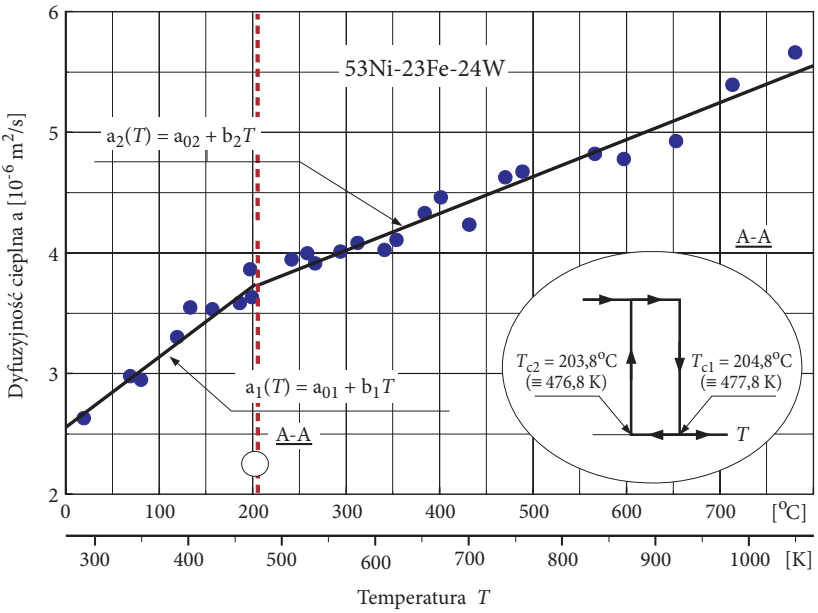
Wyniki badań dyfuzyjności cieplnej stopu 53Ni-23Fe-24W w przedziale temperatury od pokojowej do około 1100 K przedstawiono w tabeli 2 i na rysunku 5.

Przebieg zmian charakterystyki $a(T)$ aproksymowano za pomocą dwóch odcinków prostych również pokazanych na rysunku 5a, ich postacie analityczne zamieszczono w tabeli 3.

Tabela 2

Wyniki badań dyfuzyjności cieplnej stopu 53Ni-23Fe-24W

T [°C]	T [K]	a [10^{-6}m^2/s]	T [°C]	T [K]	a [10^{-6}m^2/s]
20,05	293,05	2,626	313,01	586,01	4,079
69,62	342,62	2,974	341,87	614,87	4,020
81,17	354,17	2,945	354,49	627,49	4,104
119,98	392,98	3,298	384,78	657,78	4,326
133,93	406,93	3,543	402,07	675,07	4,456
157,69	430,69	3,528	432,48	705,48	4,229
186,99	459,99	3,580	471,07	744,07	4,622
198,06	471,06	3,860	489,49	762,49	4,669
200,06	473,06	3,628	566,88	839,88	4,817
242,42	515,42	3,941	597,82	870,82	4,774
259,22	532,22	3,992	653,68	926,68	4,923
267,53	540,53	3,909	714,10	987,10	5,389
294,79	567,79	4,007	781,34	1054,34	5,657



Rys. 5. Wyniki badań dyfuzyjności cieplnej stopu 53Ni-23Fe-24W wraz z ich aproksymacją za pomocą dwóch odcinków prostej dla $T < \overline{T}_C$ i $T > \overline{T}_C$ ($\overline{T}_C = 0{,}5(T_{C1} + T_{C2})$, a wartości a_{0i} oraz b_i podano w tabeli 3) oraz wyniki badań położenia i szerokości pętli histerezy (rys. 6)

Tabela 3

Równania odcinków prostych aproksymujących przebieg zmian dyfuzyjności cieplnej stopu 53Ni-23Fe-24W

$a_i(T) = a_{0i} + b_i T$	
Skala Kelwina	Skala Celsjusza
$a_1[T(K)] = [0{,}8901 + 6{,}047 \cdot 10^{-3} T(K)] \cdot 10^{-6}$ dla $273\ \mathrm{K} \le T \le \overline{T}_C = 477{,}4\ \mathrm{K}$	$a_1[T(°C)] = [2{,}5418 + 6{,}047 \cdot 10^{-3} T(°C)] \cdot 10^{-6}$ dla $0°C \le T \le \overline{T}_C = 204{,}3°C$
$a_2[T(K)] = [2{,}316 + 3{,}061 \cdot 10^{-3} T(K)] \cdot 10^{-6}$ dla $\overline{T}_C = 477{,}4\ K \le T \le 1073\ K$	$a_2[T(°C)] = [3{,}1521 + 3{,}061 \cdot 10^{-3} T(°C)] \cdot 10^{-6}$ dla $\overline{T}_C = 204{,}3\ °C \le T \le 800\ °C$

Temperaturę próbki i różnicę temperatury na skrajnych powierzchniach próbki po strzale z lasera mierzono termoelementami Fe-CuNi (typ J).

Błąd, jaki się popełnia przy pomiarze dyfuzyjności cieplnej zmodyfikowaną metodą impulsową szacowano na podstawie zależności (10) i jest on równy:

$$\left|\frac{\Delta a}{a}\right| = 2\left|\frac{\Delta l}{l}\right| + \left|\frac{\Delta \tau}{\tau}\right|, \tag{12}$$

gdzie: Δl — błąd pomiaru grubości próbki;
$\Delta \tau$ — błąd związany z wyznaczeniem czasu charakterystycznego.

W zależności (12), $\left|\Delta \tau / \tau\right|$ jest sumą błędów:

$$\left|\frac{\Delta \tau}{\tau}\right| = \left|\frac{\Delta \tau'}{\tau}\right| + \left|\frac{\Delta \tau_l}{\tau}\right|, \tag{13}$$

gdzie: $\Delta \tau'$ — błąd średni kwadratowy określania czasu charakterystycznego τ' w przedziale czasu $t_1 \div t_2$;
$\Delta \tau_l$ — błąd wyznaczania czasu charakterystycznego τ związany ze stratami ciepła z obu powierzchni badanej próbki.

Błąd pomiaru związany z pomiarem grubości próbki zależy od grubości próbki i został oszacowany jako równy $2\left|\Delta l / l\right| \cong 0{,}95 \cdot 10^{-2}$, przy czym przyjęto, że $l = 2{,}14$ mm i $\Delta l = 10^{-2}$ mm. Natomiast składnik błędu względnego $\left|\Delta \tau / \tau\right|$ popełnianego z tytułu określenia czasu charakterystycznego τ określa się jako sumę:

— składnika $\left|\Delta \tau' / \tau\right|$, związanego z fluktuacjami sygnału pomiarowego w przedziale czasu $t_1 \div t_2$ i wyznacza się go drogą obróbki numerycznej

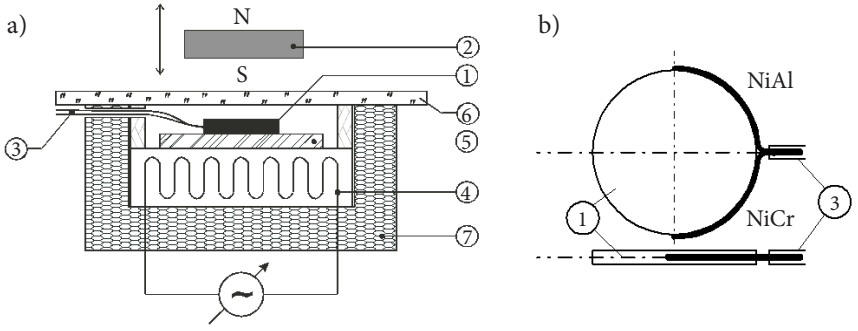
sygnału $\Delta\Theta'(t)$ zarejestrowanego w pamięci przetwornika procesów przejściowych. Błąd ten podczas wszystkich pomiarów był mniejszy od $|\Delta\tau'/\tau| \le 0,25\cdot 10^{-2}$;

— oraz drugiego składnika błędu $|\Delta\tau_l/\tau|$ określania czasu charakterystycznego τ, popełnianego z tytułu strat ciepła z obu powierzchni badanej próbki. Na podstawie [14, 15] oszacowano, że jest mniejszy od 10^{-2}.

Przy starannej realizacji eksperymentu, a w tym przypadku miało to miejsce, podczas wszystkich pomiarów, całkowity błąd $|\Delta a/a|$ wyznaczania dyfuzyjności cieplnej został oszacowany jako mniejszy od 3%.

Ponieważ przed badaniami dyfuzyjności cieplnej stwierdzono, że próbka jest materiałem ferromagnetycznym, należało się spodziewać wystąpienia przejścia fazowego II rodzaju w punkcie Curie. Niestety w przyjętym do badań zakresie temperatury (od pokojowej do około 1100 K) i przy wybranych dyskretnych wartościach temperatury, w których dokonywano pomiarów dyfuzyjności cieplnej nie udało się go bezpośrednio zidentyfikować, Natomiast dokonano próby zgrubnej lokalizacji tego przejścia fazowego,

Wstępne badania położenia punktu Curie w funkcji temperatury $T_C(T)$ przeprowadzono na stanowisku pomiarowym jak na rysunku 6 [16]. Do badań użyto tej samej próbki co w badaniach dyfuzyjności cieplnej (φ — 12 mm, grubość — 2,14 mm). Temperaturę próbki mierzono termoelementami NiCr-NiAl, których termoelektrody zgrzano elektrycznie z boczną powierzchnią badanej próbki (rys. 6b). Temperaturę Curie T_C identyfikowano drogą próbkowania stanu próbki (ferromagnetyk lub paramagnetyk) za pomocą magnesu ②, w trakcie kolejnych cykli jej grzania i chłodzenia. Z wstępnego badania położenia punktu Curie stopu 53Ni-23Fe-24W otrzymano, że $T_{C1}(T\uparrow) = 204{,}8°C$ (≡ 477,8 K) oraz $T_{C2}(T\downarrow) = 203{,}8°C$ (≡ 476,8 K), co pokazano na rysunku 5.



Rys. 6. Stanowisko laboratoryjne do badań położenia punktu Curie T_C stopów Fe-Ni: a) schemat stanowiska; b) lokalizacja termoelektrod na bocznej powierzchni próbki. Objaśnienia: 1 — badana próbka, 2 — magnes, 3 — termoelement, 4 — grzejnik, 5 — płytka miedziana (1,3 mm), 6 — płytka szklana (1 mm), 7 — izolacja

5. Podsumowanie i wnioski

Do wyznaczania dyfuzyjności cieplnej trójskładnikowego stopu 53Ni-23Fe-24W wykorzystano opracowaną w WAT zmodyfikowaną metodę impulsową, rozszerzając zakres jej praktycznych zastosowań na materiały ferromagnetyczne.

Na podstawie przeprowadzonych badań dyfuzyjności cieplnej stopu 53Ni-23Fe-24W można stwierdzić, że w przedziale temperatury od pokojowej do około 1100 K:

— dyfuzyjność cieplna tego stopu rośnie ze wzrostem temperatury od około $2{,}5 \cdot 10^{-6}$ m^2/s do około $5{,}6 \cdot 10^{-6}$ m^2/s, a jej charakterystyka temperaturowa może być aproksymowana za pomocą dwóch odcinków prostych, o różnym nachyleniu, przecinających się w punkcie Curie, pokazanych na rysunku 5;

— na podstawie wyznaczonych eksperymentalnie dyskretnych wartości dyfuzyjności cieplnej $a(T_i)$, w przyjętym do badań zakresie temperatury, nie było możliwym bezpośrednie zlokalizowanie punktu Curie (T_C), mimo iż przed badaniami dyfuzyjności cieplnej stwierdzono, że próbka jest ferromagnetykiem. Dopiero dodatkowe, niezależne badania, umożliwiły lokalizację tego przejścia, w postaci bardzo wąskiej pętli histerezy, tj. $T_{C1}(T\uparrow) = 204{,}8$°C ($\equiv 477{,}8$ K) i $T_{C2}(T\downarrow) = 203{,}8$°C ($\equiv 476{,}8$ K);

— nieregularny przebieg charakterystyki dyfuzyjności cieplnej badanego materiału jest odzwierciedleniem aktualnej struktury materiału próbki, która zależy od tego, co się działo z próbką przed pomiarem (historia cieplna próbki) oraz, być może, niezidentyfikowanych przejść fazowych innych niż przejście w punkcie Curie.

Praca naukowa finansowana ze środków na naukę w latach 2006-2010 jako projekt badawczy rozwojowy nr R 00 024 02.

Artykuł wpłynął do redakcji 24.10.2008 r. Zweryfikowaną wersję po recenzji otrzymano w lutym 2009 r.

LITERATURA

[1] A. Upadhyaya, *Materials Chemistry and Physics*, 67, 2001, 101-110.

[2] Y. Yang, H. Lianxi, W. Erde, *Materials Science and Engineering A*, 435-436, 2006, 620-624.

[3] E. Fortuna, K. Sikorski, K. J. Kurzydlowski, *Materials Characterization*, 52, 2004, 323-329.

[4] A. J. Panas, J. Terpiłowski, T. Majewski, *Badania rozszerzalności liniowej materiału fazy wiążącej spieku 90W-7Ni-3Fe*, Biul. WAT, vol. 57, 3, 2008, 361-380.

[5] F. Righini, A. Cezairyliyan, *Pulse method of thermal diffusivity measurement* (a review), High Temp.-High Pres, 5, 1973, 481-501.

[6] R. E. Taylor, K. D. Maglić, *III. Thermal diffusivity measurement methods*, in: Compendium of Thermophysical Property Measurement Method, ed. Maglić K. D., Plenum Press, New York, 1984, 299-336.

[7] L. Vozár, W. Hohenauer, *Flash method of measuring the thermal diffusivity* (a review), Proceedings — 16th European Conference on Thermophysical Properties, Imperial College, London, 2002, (CD), 1-25.

[8] W. J. Parker, R. J. Jenkins, C. P. Butler, G. L. Abbot, *Flash method of determining thermal diffusivity heat capacity and thermal conductivity*, Journal of Appl. Phys., 32, 1961, 1679-1685.

[9] H. S. Carslaw, I. C. Jaeger, *Conduction of Heat in Solids*, Oxford University Press, Oxford, 1959, 18-20, 28, 32-33, 97-108.

[10] J. Terpiłowski, *A pulse method for determining the thermal diffusivity of solids by measuring the temperature difference between the extreme surfaces of the sample*, Journal of Technical Physics, 25, 3-4, 1984, 429-439.

[11] J. Terpiłowski, *A modified flash method for determination of thermal diffusivity in solids*, Archives of Thermodynamics, 24, 1, 2003, 59-80.

[12] J. Terpiłowski, *A modified flash method for determination of thermal diffusivity in semitransparent solids exposed to laser radiation*, Archives of Thermodynamics, 25, 2, 2004, 39-68.

[13] A. J. Panas, S. Cudziło, J. Terpiłowski, *Investigation of the thermophysical properties of metal-politetrafluoroethylene Pyrotechnic Compositions*, High Temperature-High Pressure, 34, 2002, 691-698.

[14] J. Terpiłowski, J. Piotrowska-Woroniak, G. Woroniak, *Porównanie klasycznej i zmodyfikowanej metody impulsowej do wyznaczania dyfuzyjności cieplnej metali na przykładzie żelaza elektrolitycznego*; część I. Ciepłownictwo Ogrzewnictwo Wentylacja, 1, 2007, 17-21.

[15] J. Terpiłowski, J. Piotrowska-Woroniak, G. Woroniak, *Porównanie klasycznej i zmodyfikowanej metody impulsowej do wyznaczania dyfuzyjności cieplnej metali na przykładzie żelaza elektrolitycznego*; część II. Ciepłownictwo Ogrzewnictwo Wentylacja, 2, 2007, 15-19.

[16] J. Terpiłowski, G. Woroniak, *Zastosowanie zmodyfikowanej metody impulsowej do badań dyfuzyjności cieplnej inwarowych stopów Fe-Ni*, Termodynamika w nauce i gospodarce, t. 2, 455-460, Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej.

J. TERPIŁOWSKI, A. J. PANAS, T. MAJEWSKI

Thermal diffusivity investigation of matrix phase of 90W-7Ni-3Fe sintered alloy

Abstract. The paper presents the results of thermal diffusivity investigations of 53Ni-23Fe-24W alloy. The alloy is a matrix phase of a 90W-7Ni-3Fe tungsten heavy alloy (WHA) fabricated by liquid phase sintering. A modified pulse method was used for measurement. The temperature range was between room temperature and 1100 K. The measurement data was the basis to determine the temperature characteristic of the thermal diffusivity of the investigated alloy. The presented results are part of a tungsten heavy alloys thermophysical properties research program. They complement results of previous studies of linear expansion of 53Ni-23Fe-24W alloy.

Keywords: thermal diffusivity, thermophysical properties, tungsten heavy alloys, cores of subcaliber ammunition

Universal Decimal Classification: 620.17

Biuletyn WAT
Vol. LVIII, Nr 2, 2009

Fizyczne parametry powierzchni ciał stałych i ich zależność od warunków zewnętrznych.
Część I: Podstawy teoretyczne niektórych pojęć (wielkości) powierzchniowych

WŁODZIMIERZ WOJAS, JÓZEF WOJAS[1]

Szkoła Główna Gospodarstwa Wiejskiego, Katedra Zastosowań Matematyki,
02-776 Warszawa, ul. Nowoursynowska 159
[1]00-565 Warszawa, Al. Przyjaciół 1 m. 4

Streszczenie. W pracy przeprowadzono analizę teorii podstawowych zjawisk fizycznych występujących na powierzchni metali i półprzewodników. Przedyskutowano powstawanie na powierzchni: potencjału elektrycznego, bariery potencjału, kontaktowej różnicy potencjałów (napięcia kontaktowego) i innych parametrów powierzchni. Omówiono spektroskopię fotonapięcia powierzchniowego i jego inwersję. Podano przykładowe wartości różnicy potencjałów kontaktowych na granicy zetknięcia się metali lub między kolektorem a emiterem w próżniowym kondensatorze kulistym służącym do badania fotoemisji elektronów.
Słowa kluczowe: potencjał, napięcie, powierzchniowa bariera potencjału, różnica potencjałów kontaktowych, kondensator sferyczny
Symbole UKD: 537.311.33

Potencjał i napięcie

W dowolnym punkcie pola elektrycznego można określić potencjał elektryczny V względem innego punktu lub obiektu, którego potencjał przyjmujemy jako zerowy. Ogólnie przyjmuje się, że ziemia ma potencjał zero.

Potencjałem elektrycznym punktu A będzie stosunek pracy L wykonanej przez siły pola podczas przeniesienia ładunku $+q$ tego punktu do ziemi — do wielkości tego ładunku:

$$V = \frac{L}{q}$$

Potencjał równa się liczbowo pracy wykonanej przez siły pola przy przeniesieniu jednostkowego ładunku z punktu A do ziemi. Między potencjałami punktów i napięciem między nimi istnieje prosty związek. Rozpatrzmy zatem punkty A i B o potencjałach V_A i V_B. Potencjał V_A równa się liczbowo pracy, jaką siły pola wykonają przy przeniesieniu ładunku jednostkowego z punktu A do ziemi. Potencjał V_B punktu B będzie równy pracy wykonanej przy przeniesieniu ładunku jednostkowego z punktu B do ziemi.

Ponieważ droga jest obojętna, zatem ładunek z punktu A do B możemy przeprowadzić po drodze AZiemiaB.

Widzimy, że

$$L_{AB} = q(V_A - V_B)$$

Zatem $$V_A = U_{AB} + V_B,$$

skąd $$U_{AB} = V_A - V_B.$$

A więc napięcie między punktami A i B równa się różnicy ich potencjałów. Oczywiście wymiar potencjału i jego jednostki są takie same, jak wymiar i jednostki napięcia.

Potencjał powierzchniowy

Można więc mówić o potencjale elektrycznym w punkcie. Jego współrzędne możemy zapisać:

$$V = V(x, y, z).$$

Mówiąc o potencjale w punkcie A, mamy na myśli potencjał względem punktu odniesienia położonego w nieskończoności, czyli za punkt odniesienia przyjmuje się punkt o potencjale zerowym umieszczonym w nieskończoności.

Natężenie pola elektrycznego pochodzące od kuli naładowanej ładunkiem Q wynosi

$$E_A = \frac{Q}{4\pi\varepsilon r^2},$$

gdzie r jest odległością punktu A od środka kuli. Z kolei potencjał w tym punkcie pola $V_A = \frac{Q}{4\pi\varepsilon r} + \text{const.}$

Widzimy, że natężenie pola i potencjał pochodzą od ładunku głównego *Q*. Ładunek próbny *q* w danym punkcie pola ma energię potencjalną *U*.

Przebieg potencjału przy powierzchniach półprzewodników (PS — potential surface) mają związek z typami warstw przy powierzchniach (a — warstwy ze wzbogaceniem objętościowego typu przewodnictwa, b — warstwy zubożonej i c — warstwy z inwersją przewodnictwa) i z gęstościami ładunku przestrzennego.

Potencjał powierzchniowy [1] można zatem określić, mierząc przewodnictwo powierzchniowe. Pomiar przewodnictwa powierzchniowego (przy spełnieniu odpowiednich warunków) jest bowiem standardową metodą wyznaczania potencjału powierzchniowego.

Powierzchniowa bariera potencjału

Bariera potencjału to obszar podwyższonego potencjału rozdzielający obszary o mniejszej wartości potencjału, przez którą nie może przedostać się ciało o zbyt małej energii kinetycznej. Innymi słowy, powierzchniowa bariera potencjału to ograniczony obszar przestrzeni, w którym energia potencjalna punktu materialnego (cząstki) przyjmuje większe wartości niż w otoczeniu tego obszaru. Według fizyki klasycznej cząstka o zbyt małej energii nie może przejść do obszaru bariery potencjału, jeżeli jakieś źródło zewnętrzne nie wykona nad nią pewnej pracy, zwiększając jej energię. W mechanice kwantowej jest to jednak możliwe, np. zimna emisja elektronów z metali pod wpływem pola elektrycznego [1].

Bariera powierzchniowa związana jest z obszarem ładunku przestrzennego przy powierzchni i ze zmianą koncentracji nośników w obszarze przypowierzchniowym.

Można powiedzieć, że gęstość ładunku przestrzennego (w pobliżu powierzchni) i kształt bariery potencjału w tym obszarze są funkcją wysokości bariery. Znając pochodzenie obszaru ładunku przestrzennego, rozwiązuje się równanie Poissona w warunkach równowagi termicznej przy wykorzystaniu statystyki elektronów niezdegenerowanych. W wyniku uzyskuje się gęstość ładunku przestrzennego i kształt bariery potencjału [2].

Zgodnie z energetycznymi modelami przypowierzchniowymi potencjał *V* jest określony wzorem:

$$qV = E_F - E_i,$$

gdzie energia E_i wnętrza półprzewodnika samoistnego pokrywa się z jego wewnętrznym poziomem Fermiego, czyli jest to poziom Fermiego półprzewodnika samoistnego we wnętrzu kryształu. Barierę potencjału *V* definiuje się jako

$$V = \varphi - \varphi_b.$$

Przedstawia ona potencjał w dowolnym punkcie w obszarze ładunku przestrzennego względem jego wartości w objętości, czyli względem φ_b.

W szczególności wysokość powierzchniowej bariery potencjału

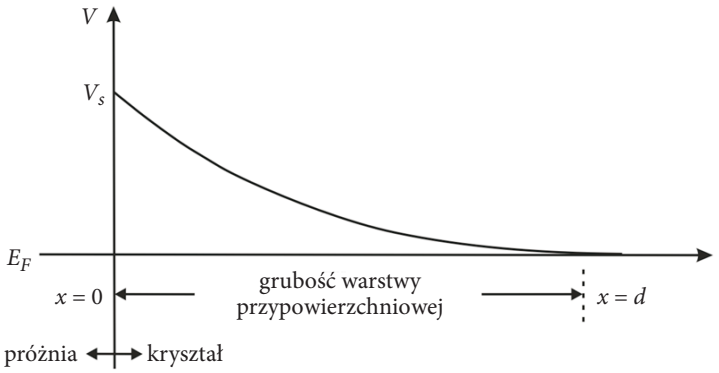
$$V_s = \left(\varphi_{pow} - \varphi_b\right)$$

jest całkowitą różnicą potencjału między powierzchnią a objętością (w miejscu, gdzie kończą się zagięcia pasm).

Gdy $V_s = 0$ nie ma zagięcia pasm energetycznych i kształt ich nie ulega zmianie przy powierzchni (są to tzw. pasma płaskie).

Powierzchniowa bariera potencjału V_s jest miarą zakrzywienia pasm energetycznych przy powierzchni.

Wartość bariery potencjału w funkcji odległości od powierzchni dla monokryształu jednorodnego (będącego w równowadze termicznej) przedstawia rysunek 1.



Rys. 1. Zależność wartości bariery potencjału od grubości warstwy przypowierzchniowej kryształu

Potencjał w danym punkcie kryształu jest tylko wtedy funkcją x. Potencjał ten jest określony równaniem Poissona, które dla przyjętej geometrii planarnej ma następującą postać:

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon\varepsilon_0},$$

gdzie V przedstawia potencjał elektrostatyczny, a ρ — gęstość ładunku przestrzennego wyrażoną w C/m^3 (gęstość ta składa się z ładunku statycznego dodatniego i ujemnego oraz ładunku związanego z ruchomymi elektronami i dziurami).

Odpowiednie warunku graniczne przy powierzchni ($x = 0$) i w objętości ($x \to \infty$) dają $V = V_s$ i $V = 0$ (rys. 1). W grubości warstwy od $x = 0$ do $x = d$ koncentracja zmienia się od μ_s do μ_b. Dla $x = d$ $n = n_b$ i $p = p_b$.

Tabela 1

Wartość V_s i x_s dla różnych wartości n_b w Ge, którego $\varepsilon = 16$ ($V_0 = -100$ V, $x_0 = 10^{-2}$ cm)

n_b [cm^{-3}]	V_s [V]	x_s [cm]
10^{13}	$-3{,}5 \times 10^{-1}$	$5{,}6 \times 10^{-4}$
10^{15}	$-3{,}5 \times 10^{-3}$	$5{,}6 \times 10^{-6}$
10^{17}	$-3{,}5 \times 10^{-5}$	$5{,}6 \times 10^{-8}$

V_s — potencjał przy powierzchni;
V_0 — przyłożone napięcie;
x_s — przybliżona odległość, na jakiej w półprzewodniku bariera potencjału V_s spada do zera.

Z pomiarów wysokości powierzchniowej bariery potencjału można oszacować całkowity ładunek w stanach powierzchniowych. Próbka ogrzana wykazuje niską barierę, zaś po ochłodzeniu próbki bariera wyraźnie wzrasta, gdyż wtedy odpowiednio większy ładunek znajduje się w stanach powierzchniowych.

Ze wzoru wyrażającego zależność całkowitego ładunku w stanach powierzchniowych od wysokości powierzchniowej bariery potencjału

$$Q_{ss} = -\left(2\varepsilon\varepsilon_0 kTn_b\right)^{1/2} \left|U_S\right|^{1/2} \equiv -\left(2\varepsilon\varepsilon_0 qn_b\right)^{1/2} \left|V_S\right|^{1/2},$$

(gdzie Q_{ss} — gęstość powierzchniowa ładunków, n_b — koncentracja swobodnych dziur w objętości) widać, że znajomość wartości powierzchniowej bariery potencjału pozwala określić koncentrację ładunku w stanach powierzchniowych oraz kierunek zagięcia pasm. W GaAs typu *n* fotonapięcie powierzchniowe δV_s ma znak dodatni. Oznacza to, że V_s ma znak ujemny, a zatem pasma energetyczne są zagięte do góry [2].

Jeżeli przy pomiarach zależności δV_s ($h\nu$) energia fotonów osiągnie wartość progową równą $E_c - E_t$ lub $E_t - E_v$ (gdzie E_t — położenie stanów powierzchniowych w przerwie energetycznej), to zachodzi proces rozładowania ($E_c - E_t \geq h\nu$) lub obsadzania energetycznych stanów powierzchniowych, gdy ($E_t - E_v \geq h\nu$).

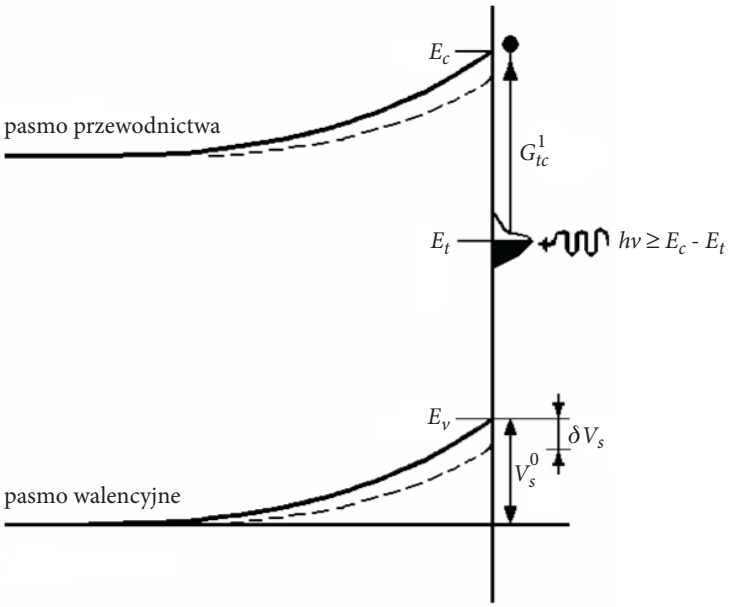
Uwzględniając równanie $z = \sqrt{2}\, L \left|U_s\right|^{1/2}$ (gdzie z — grubość przypowierzchniowego obszaru ładunku przestrzennego; L — efektywna długość Debye'a; U_s — potencjał powierzchniowy), widzimy, że prowadzi to do zmiany wartości powierzchniowej bariery potencjału V_s. Zmiana ta stanowi obserwowane w czasie pomiarów fotonapięcie powierzchniowe δV_s. Fotonapięcie to zależy od długości fali światła padającego na próbkę. δV_s zmienia się również ze zmiana temperatury.

Dodatnie fotonapięcie powierzchniowe związane jest z rozładowywaniem stanów powierzchniowych (rys. 2).

Z pomiarów wysokości powierzchniowej bariery potencjału można oszacować całkowity ładunek w stanach powierzchniowych [3, 4].

Po ochłodzeniu próbki bariera wyraźnie wzrasta i odpowiednio większy ładunek znajduje się w stanach powierzchniowych.

Między powierzchniami stykających się ciał powstaje pole kontaktowe.

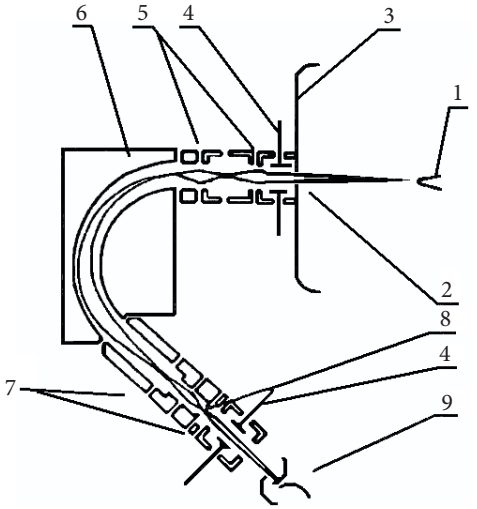


Rys. 2. Model zjawiska dodatniego fotonapięcia powierzchniowego. (Fotony o energii $h\nu \geq E_c - E_V$ wzbudzają elektrony ze stanów powierzchniowych do pasma przewodnictwa)

Nałożenie pola zewnętrznego na pole kontaktowe przyspiesza uprzednio hamowane elektrony, obniża i zwęża wysokość powierzchniowej bariery potencjału kontaktowego i czyni ją częściowo „przezroczystą" dla elektronów o energii mniejszej od wysokości bariery.

Jeżeli pole elektryczne jest dostatecznie silne (rzędu 10^{10} V/m), to zwężenie bariery powoduje tak znaczny wzrost prawdopodobieństwa przejścia tunelowego elektronu z metalu na zewnątrz powierzchni, że emitowany prąd elektryczny może być bez trudności zmierzony. Emisja tego typu może zachodzić w dowolnie niskich temperaturach.

Kuyatta i Plummer zbudowali aparaturę (rys. 3) umożliwiającą, w sposób praktyczny, wykorzystanie zależności gęstości prądu emisji polowej od energii emitowanych elektronów. Pozwoliło to na najprecyzyjniejsze określenie bezwzględnej wartości pracy wyjścia pojedynczych płaszczyzn krystalograficznych metodą emisji polowej.



Rys. 3. Schemat urządzenia wyposażonego w analizator energii elektronów, umożliwiający precyzyjny pomiar pracy wyjścia z pojedynczych płaszczyzn krystalograficznych: 1 — emiter; 2— otwór sondujący; 3 — ekran; 4 — płytki odchylające; 5 — układ soczewek hamujących; 6 — analizator sferyczny 135°; 7 — układ soczewek wyjściowych; 8 — szczelina wyjściowa; 9 — powielacz elektronowy

Spektroskopia fotonapięcia powierzchniowego

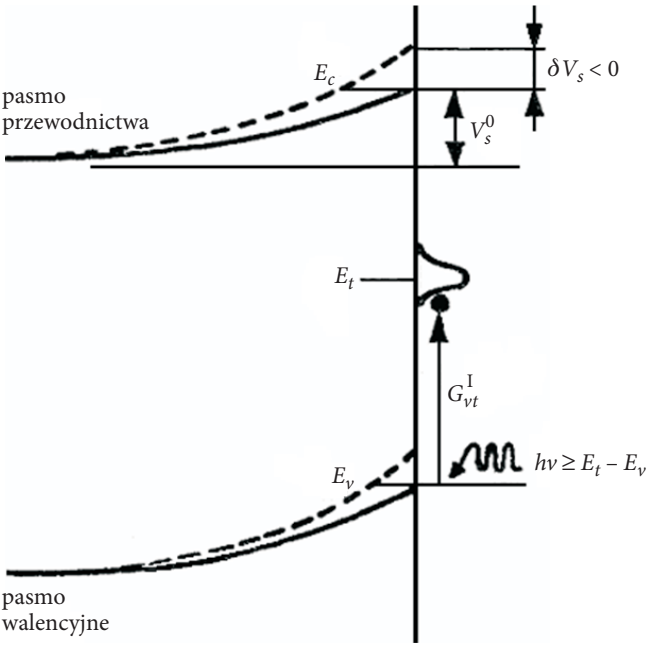
Spektroskopia ta jest metodą wyznaczania zmiany potencjału powierzchniowego półprzewodnika przy oświetleniu i wynikającej stąd następującej zmiany ładunku w stanach powierzchniowych pod wpływem przejść energetycznych powodowanych monochromatycznym światłem o energii *hv*.

Gdy mamy do czynienia z ujemnie naładowaną powierzchnią półprzewodnika typu n, to następuje zwiększenie obsadzenia stanów powierzchniowych, co prowadzi do zwiększenia zagięcia pasm energetycznych przy powierzchni i tym samym do wytworzenia na powierzchni półprzewodnika inwersyjnego fotonapięcia powierzchniowego (SPVS — Surface Photovoltage Spectroscopy) o wielkości:

$$\delta V_s = V_s' - V_s,$$

gdzie V_s i V_s' oznaczają wysokość bariery potencjału na powierzchni półprzewodnika odpowiednio przed oświetleniem i po nim.

Światło wnikające w przypowierzchniowy obszar półprzewodnika generuje w nim nadmiarowe pary elektron–dziura, które ulegają rozdzieleniu w obszarze powierzchniowego ładunku przestrzennego, powodując zmianę rozkładu w przypowierzchniowym obszarze półprzewodnika. W następstwie tego rozkładu następuje zmiana zagięcia pasm energetycznych w przypowierzchniowym obszarze i tym samym wytwarza się na jego powierzchni fotonapięcie powierzchniowe (rys. 4).



Rys. 4. Model zjawiska inwersji fotonapięcia powierzchniowego (fotony o energii $h\nu \geq E_t - E_v$ wzbudzają elektrony z pasma walencyjnego do niewypełnionych stanów powierzchniowych)

Jeśli nastąpi zmniejszenie obsadzenia stanów powierzchniowych (w przerwie energetycznej), to zmniejszy się bariera potencjału na powierzchni półprzewodnika. A więc zjawisko fotonapięcia powierzchniowego powstaje w wyniku zmiany obsadzenia stanów powierzchniowych (zlokalizowanych w przerwie energetycznej półprzewodnika). Zmieniając częstotliwość światła padającego na próbkę, można uzyskać widmo fotonapięcia powierzchniowego półprzewodnika δV_s ($h\nu$).

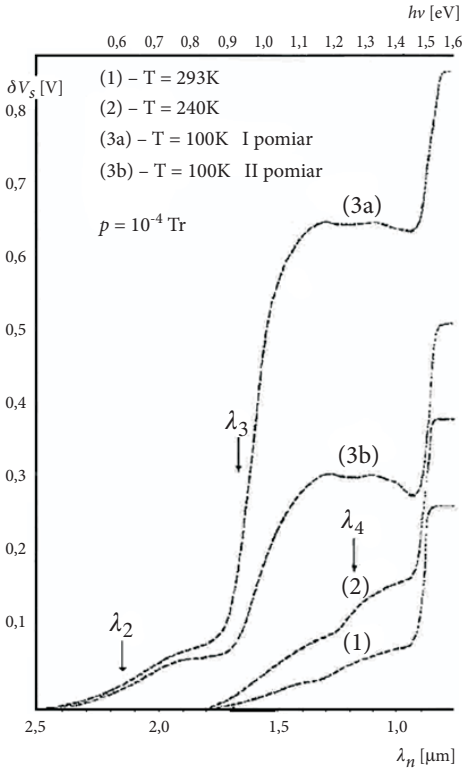
Reasumując, podczas oświetlania półprzewodnika światłem o energii $h\nu < E_G$ generowane jest fotonapięcie powierzchniowe. Efekt ten obserwowany w półprzewodnikach o szerokiej przerwie energetycznej (np. w GaAs) zachodzi przy spełnieniu warunku: $E_G - h\nu >> kT$. Fotonapięcie to związane jest ze zmianą obsadzenia stanów lokalnych (głównie powierzchniowych) [5].

Fotonapięcie jest wynikiem zmiany ładunku w stanach powierzchniowych wywołanej energią świetlną. Konsekwencją wystąpienia dodatkowej gęstości ładunku $\delta\rho = q(\delta p - \delta n)$ jest zmianą δV_s powierzchniowej bariery potencjału V_s. Różnica δV_s nazywana fotonapięciem powierzchniowym może być mierzona jako zmiana kontaktowej różnicy potencjałów [1].

Fotonapięcie powierzchniowe zależy od długości fali światła, czyli od energii fotonów, od temperatury, od czasu upływającego od obróbki do pomiaru.

Badania fotonapięcia stały się podstawą badania stanów powierzchniowych w półprzewodnikach o dużej przerwie energetycznej (np. GaAs) [6].

Z rysunku 5 wynika, że obniżenie temperatury powoduje wyraźny wzrost wartości fotonapięcia powierzchniowego δV_s w długofalowej części widma spowodowany znacznym zmniejszeniem (w niskich temperaturach) prądu rekombinacji elektronów z pasma przewodnictwa do stanów powierzchniowych oraz zmniejszeniem generacji termicznej elektronów z pasma walencyjnego do stanów powierzchniowych i ze stanów powierzchniowych do pasma przewodnictwa. Z rozkładów widmowych fotonapięcia powierzchniowego określa się położenie energetyczne stanów powierzchniowych w półprzewodniku [7].



Rys. 5. Typowe widma fotonapięcia powierzchniowego dla trawionych powierzchni GaAs

Energie fotonów padających na próbkę, przy których występuje skokowa zmiana i szybki wzrost wartości fotonapięcia powierzchniowego wskazują na położenie stanów powierzchniowych względem dna pasma przewodnictwa [8-10].

Na przykład dla warstw epitaksjalnych GaAs wykryto stany powierzchniowe położone w pobliżu poziomów (0,85-0,9) eV i 1,1eV poniżej pasma przewodnictwa.

Badając półprzewodniki, stwierdzono, że dodatnie fotonapięcie powierzchniowe związane jest z rozładowywaniem stanów powierzchniowy (rys. 4) [7].

Inwersja fotonapięcia powierzchniowego

Można obserwować również ujemne fotonapięcie powierzchniowe określane jako inwersja fotonapięcia powierzchniowego. Wtedy fotony powodują zwiększenie sumarycznego ładunku elektronowego w stanach powierzchniowych (zwiększenie bariery potencjału, rys. 4). Większy ładunek w stanach powierzchniowych jest wynikiem wzbudzania za pomocą energii świetlnej elektronów z pasma walencyjnego do niewypełnionych ładunkiem stanów powierzchniowych (w przerwie energetycznej) (rys. 4).

Ujemne napięcie powierzchniowe, czyli inwersja napięcia powierzchniowego ma miejsce, gdy zmniejsza się obsadzenie pomiarów położonych w pobliżu energii Fermiego na powierzchni. Mamy więc na powierzchni dodatkowe nieobsadzone stany powierzchniowe. Obsadzanie ich powodowane światłem odpowiedzialne jest za efekt inwersji fotonapięcia powierzchniowego [6].

Ujemne fotonapięcie powierzchniowe oznacza wzrost sumarycznego ładunku w stanach powierzchniowych. Większy ładunek w stanach powierzchniowych jest wynikiem wzbudzania za pomocą światła elektronów z pasma walencyjnego do niewypełnionych ładunkiem stanów powierzchniowych. Energia $h\nu$, przy której inwersja δV_s zaczyna występować, wyznacza odległość stanów powierzchniowych od pasma walencyjnego (rys. 4).

Wykazano, że inwersja δV_s w GaAs spowodowana jest pobudzaniem elektronów z pasma walencyjnego na poziom położony ~0,75eV poniżej pasma przewodnictwa.

Dla warstw epitaksjalnych GaAs o bardzo dużej czystości badanych w temperaturze 300 K wysokość powierzchniowej bariery potencjału V_s zawiera się w granicach 0,5 do 0,55 V, a w temperaturze 140 K 0,75-0,7 V.

Przykładowe wartości różnicy potencjałów (napięcia kontaktowego)

Jeżeli dwa różne metale zetkniemy ze sobą, to wytworzą się dwie warstwy ładunków elektrycznych. Między tymi warstwami powstaje pewna różnica potencjałów, którą nazywamy napięciem kontaktowym. Tego rodzaju warstwa podwójnego ładunku elektrycznego nosi nazwę warstwy podwójnej. Napięcie kontaktowe w warstwie podwójnej jest bardzo małe, ale gdy stykające się ciała będziemy oddalać

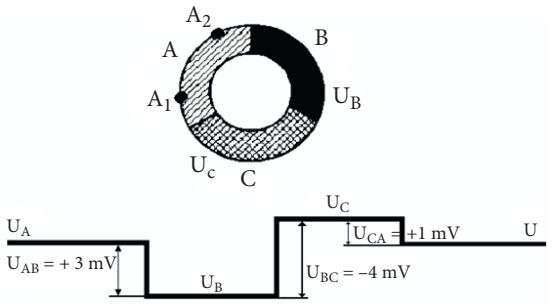
od siebie, wtedy pojemność utworzona przez obie warstewki ładunków zmniejszy się, a wówczas różnica potencjałów między warstwami wzrośnie [11].

Poltier jako pierwszy dowiódł, że na granicy zetknięcia się dwóch metali występuje różnica potencjałów. Stwierdzono później, że jeśli utworzymy pierścień z dowolnej liczby metali, w stałej temperaturze, to suma wszystkich napięć kontaktowych będzie równa zeru. Należy tylko skoki i spadki potencjału zaopatrywać w przeciwne znaki. Rozpatrzmy np. obwód zamknięty z trzech metali. Przechodząc wzdłuż obwodu od metalu A przez metale B i C znów do A spotykamy następujące napięcia kontaktowe:

$$U_{AB} = V_A - V_B = +\,3 \text{ mV (spadek potencjału)},$$
$$U_{BC} = V_B - V_C = -\,4 \text{ mV (skok)},$$
$$\text{i } U_{CA} = V_C - V_A = +\,1 \text{ mV (spadek)};$$

suma tych napięć = 0 (rys. 6). Między punktami A_1 i A_2 nie istnieje różnica potencjałów, co dowodzi, że w obwodzie tym nie płynie prąd. Potencjał w obrębie każdego kawałka metalu jest więc stały. Możemy zatem napisać:

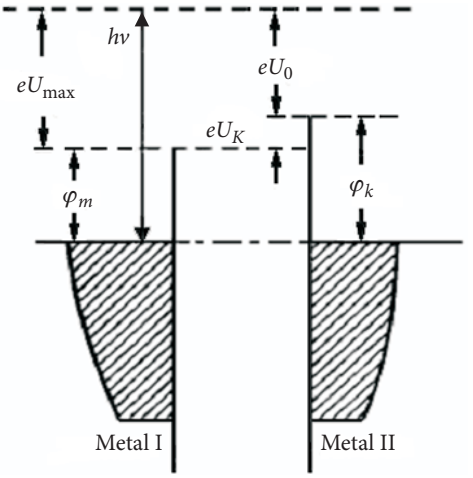
$$U_{AB} + U_{BC} + U_{CA} = 0.$$



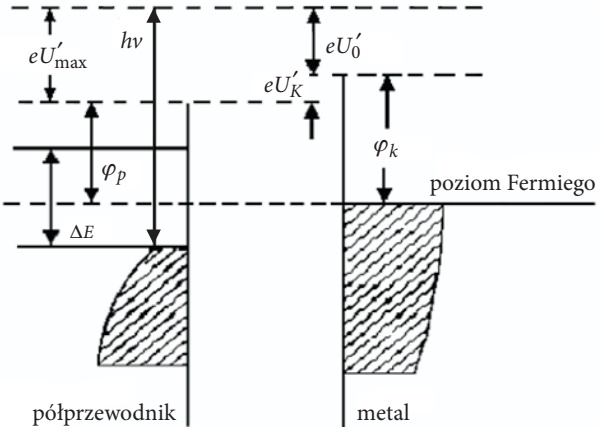
Rys. 6. Obwód zamknięty złożony z trzech metali. Poniższy wykres ilustrujący prawo Volty (liczby podane dla przykładu)

Przystępując do badań powierzchni metodą pola hamującego w kondensatorze kulistym (rys. 7 i 8), należy pamiętać, że gdy różnica potencjałów kontaktowych (napięcie kontaktowe) między kolektorem a emiterem U_K jest równa zeru, początek obszaru nasycenia krzywej prądowo-napięciowej przypadłby w punkcie $U_{k\text{-}e} = 0$[1]. Gdy $U_K < 0$, obszar nasycenia przesuwa się w stronę dodatnich napięć $U_{k\text{-}e}$, a gdy $U_K > 0$, występuje zjawisko odwrotne.

1 Stałe napięcie przykładane potencjometrycznie między kolektorem a emiterem.

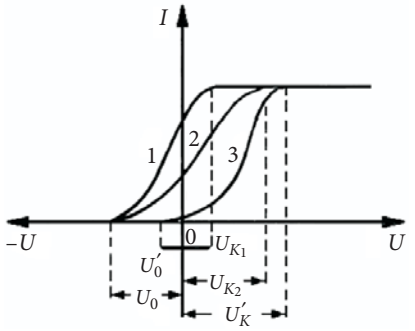


Rys. 7. Teoretyczny schemat fotoemisji zewnętrznej z metalu; eU_0 — potencjał, przy którym żaden fotoelektron nie dolatuje do kolektora; φ_m — praca wyjścia z emitera metalicznego, φ_k — praca wyjścia z kolektora metalicznego

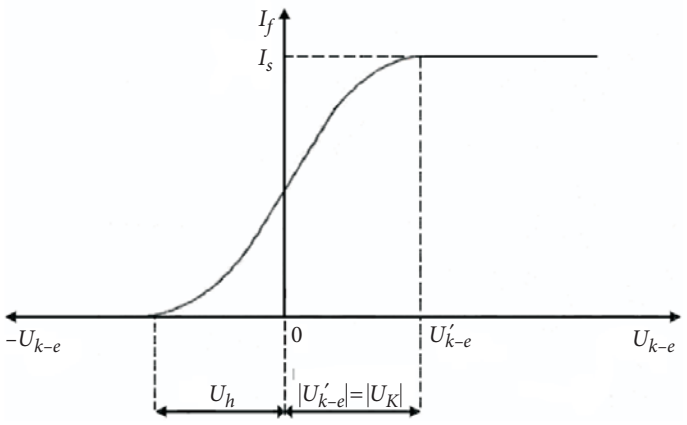


Rys. 8. Teoretyczny schemat fotoemisji zewnętrznej z półprzewodnika: φ_p — praca wyjścia z emitera półprzewodnikowego; U'_K — kontaktowa różnica potencjałów; $U'_{\max}$ — zewnętrzna różnica potencjałów niezbędna do zahamowania najszybszych fotoelektronów w metodzie pola hamującego; U'_0 — potencjał, przy którym żaden fotoelektron nie dolatuje do kolektora

Z kolei wszystkie napięcia, dla których $|U_{k-e}|$ jest mniejsze od napięcia odpowiadającego początkowi prądu nasycenia są dla fotoelektronów hamujące (rys. 9a i b) [12]. Rysunek 9a pokazuje, że wszystkie metale mają tę samą wartość napięcia hamowania U_0.



Rys. 9a. 1 i 2 teoretyczne charakterystyki prądowo-napięciowe dla metali, 3 — dla półprzewodnika



Rys. 9b. Przykład charakterystyki fotoprądu w funkcji napięcia: kolektor emiter otrzymywanej w układzie kondensatora kulistego. Zaznaczono napięcia odczytywane do obliczenia wartości $\varphi_f, \varphi_t, \varphi_K$

Artykuł wpłynął do redakcji 18.11.2009 r. Zweryfikowaną wersję po recenzji otrzymano w maju 2009 r.

LITERATURA

[1] J. Wojas, *Fotoelektryczne badania półprzewodników*, Wydawnictwo Naukowe „Semper", Warszawa, 1994.

[2] T. Lechowicz, *Rola stanów powierzchniowych w zjawiskach fotoelektrycznych i piezoelektrycznych w arsenku galu*, praca doktorska, Z. F. PAN, Warszawa, 1990.

[3] J. Wojas, *Rozwój teorii i metod badawczych fotoemisji z metali, półprzewodników i izolatorów*, Centralny Ośrodek Szkolenia i Wydawnictw SEP, Warszawa, 2005.

[4] W. A. Nesterenko, V. O. Snitko, *Fiziczeskije swojstwa. Atomarno-czistoj powierchnosti połuprowodnikow*, Naukowa Dumka, Kijew, 1983; Nauka Publishers, Moscow, 1988.

[5] C. L. Balestra, J. Łagowski, H. G. Gatos, Surface Sci., 64, 457, 1977; 69, 53, 1977.

[6] J. Szuber, *Niestechiometria, przebudowa strukturalna i własności elektronowe powierzchni arsenku galu*, Z. N. Politechniki Śląskiej, Gliwice, 1984; Elektron Techn., Poland, 20, 323, 1996.
[7] B. Adamowicz, Vacuum, 54, 173, 1999.
[8] W. Wojas, J. Wojas, Biul. WAT, 56, 3, 2007.
[9] J. Wojas, Archiwum Elektrotechniki, t. 38, z. 1/4.
[10] J. Wojas, Kwartalnik Elektroniki i Telekomunikacji, 40, z. 3, 331, 1994; 389, 1994.
[11] A. Piekara, *Elektryczność, materia i promieniowanie*, PWN, Warszawa, 1986.
[12] B. Seroczyńska-Wojas, Prace Instytutu Fizyki PW, Warszawa, 1980.

W. WOJAS, J. WOJAS

Physical parameters of solid surfaces and their dependence on the outside conditions. Part I: Basic theoretical principles of some surface concepts

Abstract. In this paper we analyse the theory of basic physical phenomena on the surface of metals and semiconductors. We discuss a phenomenon of: electrical potential, potential barrier, contact potential difference, and other surface parameters arising on the surface. The spectroscopy of surface voltage and its inversion are described. We present the examples of values of the contact potential difference for metals or between collector and emitter in vacuous spherical capacitor for investigation of electron photoemission.
Keywords: potential, voltage, surface potential barrier, contact potential difference, spherical capacitor
Universal Decimal Classification: 537.311.33

Biuletyn WAT
Vol. LVIII, Nr 2, 2009

Fizyczne parametry powierzchni ciał stałych i ich zależność od warunków zewnętrznych.
Część II: Główne metody pomiarów fizycznych parametrów powierzchniowych

WŁODZIMIERZ WOJAS, JÓZEF WOJAS[1]

Szkoła Główna Gospodarstwa Wiejskiego, Katedra Zastosowań Matematyki,
02-776 Warszawa, ul. Nowoursynowska 159
[1]00-565 Warszawa, Al. Przyjaciół 1 m. 4

Streszczenie. Przedstawiono metody pomiarowe parametrów powierzchniowych. Określono kontaktową różnicę potencjałów i pracę wyjścia. Określono zależności między tymi wielkościami. Omówiono metody pomiaru bezwzględnej wartości pracy wyjścia i sposoby jego przeprowadzenia. Podano i omówiono metody pomiaru względnej wartości pracy wyjścia. Pracę zakończono przykładami pomiarów i obliczeń omawianych (dyskutowanych) wielkości fizycznych powierzchni.
Słowa kluczowe: kontaktowa różnica potencjałów, praca wyjścia, metody pomiarowe
Symbole UKD: 537.311.33

Wprowadzenie

W publikacjach naukowych traktujących o potencjale kontaktowym, emisji termicznej elektronów, fotoelektryczności i o zagadnieniach związanych z wymienionymi pojęciami, można znaleźć pewną liczbę różnych definicji pracy wyjścia. Jest to częściowo spowodowane faktem, że wielkości otrzymywane doświadczalnie, a nazywane pracami wyjścia, nie zawsze odpowiadają dokładnie teoretycznym wielkościom o tej znanej nazwie, ponieważ do teorii zjawisk kontaktowych i emisji można podejść na dwa różne sposoby. W pierwszym wykorzystuje się kwantowe modele stanów zajętych przez elektrony w warstwach przypowierzchniowych i na powierzchniach styku kryształów z otoczeniem oraz uwzględnia się statystyczny

charakter procesów elektronowych. W drugim sposobie parametry elektronowe warstw przypowierzchniowych ujmuje się fenomenologicznie, a teoria jest oparta na prawach termodynamiki. Ten drugi jest bezpieczniejszy w tym sensie, że jest oparty na bardzo ogólnych prawach o sprawdzonej słuszności.

Wiele metod wyznaczania pracy wyjścia φ opiera się na pomiarach różnicy potencjałów kontaktowych stanowiącej napięcie kontaktowe U_K między powierzchnią dwóch przewodników. Znając pracę wyjścia φ dla jednego z przewodników, możemy przez pomiar napięcia kontaktowego U_K wyznaczyć pracę wyjścia φ z drugiego przewodnika.

$$U_K = \varphi_1 - \varphi_2 \tag{1}$$

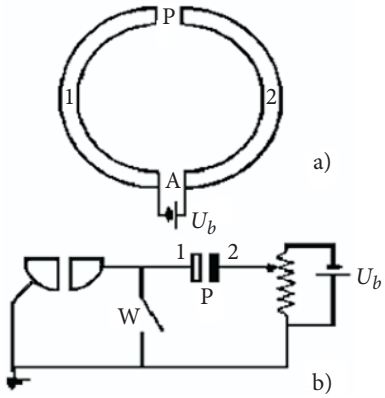
Wartość pracy wyjścia otrzymana za pomocą pomiaru może w znacznym stopniu zależeć od samej techniki pomiarowej, jak również od ewentualnej obecności obcych atomów lub cząsteczek innej substancji na powierzchni danego kryształu.

Pomiary potencjału kontaktowego

Sposoby wykrycia i pomiaru potencjału kontaktowego można podzielić na dwie klasy. Pierwsza to elektrostatyczna, a jej szerokim przedstawicielem jest metoda zerowa Kelvina. W drugiej klasie potencjał kontaktowy jest badany poprzez jego wpływ na strumienie elektronów o odpowiednio niskiej energii, poruszających się w próżni na zewnątrz metali. Elektrony mogą wylatywać na skutek emisji termicznej lub fotoelektrycznej, lub z odpowiedniego działa elektronowego. Jest to metoda pola hamującego.

Metoda Kelvina

Metodę tę wyjaśnia rysunek 1, na którym oznaczono prze U_p różnicę potencjału poprzez przerwę P między punktami tuż na zewnątrz metali 1 i 2. Jeżeli metale te są połączone w A, wtedy $U_p = V_{12}$. Jeżeli do tego złączenia włączy się baterię o napięciu U_b, to $U_p = V_{12} + U_b$, a jeżeli U_b jest równe V_{12} i włączone w odpowiedni sposób w obwód, to $U_p = 0$. Metoda Kelvina polega więc na zmienianiu napięcia baterii U_b przy pomocy potencjometru do czasu, kiedy U_p wyniesie 0; wartość U_b jest wtedy równa żądanemu potencjałowi kontaktowemu V_{12}. Metoda wyszukiwania warunku krytycznego, tzn. gdy $U_p = 0$ jest zilustrowana na rysunku 1a i b.



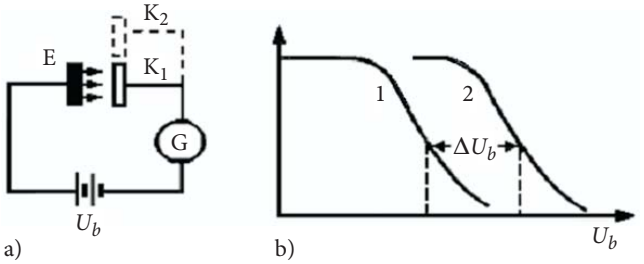
Rys. 1. Metoda Kelvina

Metoda pola hamującego

Następną ważną metodą stała się metoda potencjału hamującego emitowane elektrony.

Aby zilustrować tę metodę, załóżmy najpierw, że elektrony są emitowane efektem fotoelektrycznym z płyty E do próżni, a zbierane przez płytę będącą kolektorem K_1 (rys. 2a). Galwanometr G rejestruje prąd, a U_b jest tu napięciem, którego ujemny potencjał przykłada się do kolektora K_1. Elektrony te są poddane całkowitej różnicy potencjałów $U_{K_1} = U_b + U_{K_1E}$, która określa prąd.

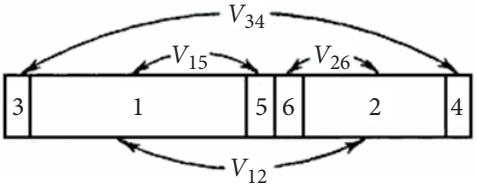
Zmieniając kolektor na K_2, mamy $U_{K_2} = U_b + U_{K_2E}$.



Rys. 2. Metoda potencjału hamującego

Jeżeli wykreśli się prąd w zależności od U_b dla każdego z dwu kolektorów, to uzyskuje się krzywe pokazane na rysunku 2d. Poziome przesunięcie między tymi krzywymi wynosi V_{12}. Tak musi być, ponieważ dla każdego prądu U_{K_1} musi być równe U_{K_2}, to jest $U_{b_1} + U_{K_1E} = U_{b_2} + U_{K_2E}$ lub $U_{K_1E} - U_{K_2E} = U_{b_2} - U_{b_1} = \Delta U_b$.

Z tego widać, że $\Delta U_b = U_{K_1E} - U_{K_2E}$ i jak wynika z równań $qV_{12} = \varphi_1 - \varphi_2$ oraz $V_{12} + V_{23} + V_{34} + \ldots + V_{nl} = 0$ (patrz rys. 3) jest równe V_{12}, czyli $\Delta U_b = V_{12}$ [1, 2].



Rys. 3. Rząd sześciu substancji przewodzących

Metoda ta polega na hamowaniu elektronów w polu elektrycznym wytwarzanym przez napięcie zewnętrzne podawane potencjometrycznie między kolektor i emiter znajdujące się w kondensatorze próżniowym. Emiterem jest badana próbka, a zewnętrzna okładka kolektorem. Między emiterem a kolektorem występuje kontaktowa różnica potencjałów, która przeciwdziała docieraniu wszystkich elektronów do kolektora. Dopiero przykładając na kolektor potencjał równy V_s (potencjał nasycenia), kompensujemy tę różnicę potencjałów kontaktowych i pole między emiterem a kolektorem równe jest wtedy zeru. Zatem dla każdego napięcia mniejszego od V_s pole elektryczne E staje się hamujące. Inaczej mówiąc, maksymalna energia wyemitowanych elektronów $\frac{1}{2}\mathrm{m}v_{\max}^2$ to różnica potencjałów $V_s - V_0$ pomnożona przez ładunek elektronu q, gdzie V_0 to potencjał zahamowania najszybszych elektronów (czyli potencjał, przy którym żaden elektron nie dolatuje już do kolektora).

W metodach pomiaru pracy wyjścia i rozkładu energii kinetycznej fotoelektronów, najdokładniejsza jest metoda pola hamującego w kondensatorze płaskim lub kulistym. Kondensatory płaskie lub kuliste pełnią tu rolę układów pomiarowych.

Kontaktowa różnica potencjałów i jej pomiary

Ogólny spadek makropotencjału między substancjami elektrycznie połączonego metalu i półprzewodnika jest określany jako różnica potencjałów kontaktowych i jest dany przez różnicę prac wyjścia $\varphi_1 - \varphi_2$, a różnica ta jest właśnie kontaktową różnicą potencjałów eU_{12} [3]. Różnica potencjałów kontaktowych między metalami lub metalem i półprzewodnikiem, jak również między półprzewodnikami jest zjawiskiem ściśle powiązanym z istnieniem pracy wyjścia elektronu.

Jeżeli 2 metale oznaczone przez 1 i 2 są w kontakcie, a przez P_1 i P_2 oznaczymy punkty tuż na zewnątrz tych metali, to można stwierdzić, że różnią się one potencjałem elektrostatycznym, a z definicji różnica ta jest właśnie różnicą potencjałów kontaktowych U_{12}. Możemy zatem zapisać

$$eU_{12} = \varphi_1 - \varphi_2. \tag{2}$$

Różnica potencjałów kontaktowych jest więc wytwarzana przez natychmiastowe przejście ładunku. Liczba przechodzących elektronów zależy od wielkości φ_1 i φ_2 [1].

Powszechnie używa się pomiarów kontaktowej różnicy potencjałów wraz z równaniem (1) w celu znalezienia nieznanego φ przy jednym znanym.

W literaturze różnicę potencjałów kontaktowych oznacza się skrótowo przez CPD (Contact Potential Dofference). Zgodnie z jej definicją możemy napisać

$$CPD = \varphi_m - \varphi_s. \tag{3}$$

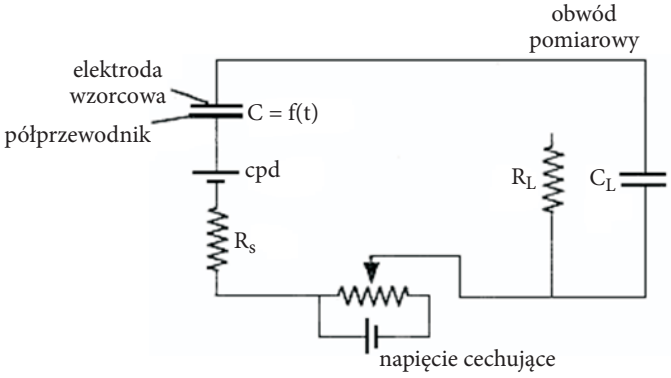
Pomiar CPD pozwala wyznaczyć zmianę powierzchniowej bariery δV_s (powodowaną wpływem czynników zewnętrznych). W przypadku silnego oświetlenia próbki zmiany CPD pozwalają również określić bezwzględną wartość powierzchniowej bariery potencjału V_s [3].

Konsekwencją zmiany ładunku δq jest zmiana o δV_s powierzchniowej bariery potencjału V_s. Różnica δV_s nazywana fotonapięciem powierzchniowym może być mierzona jako zmiana CPD. Zatem

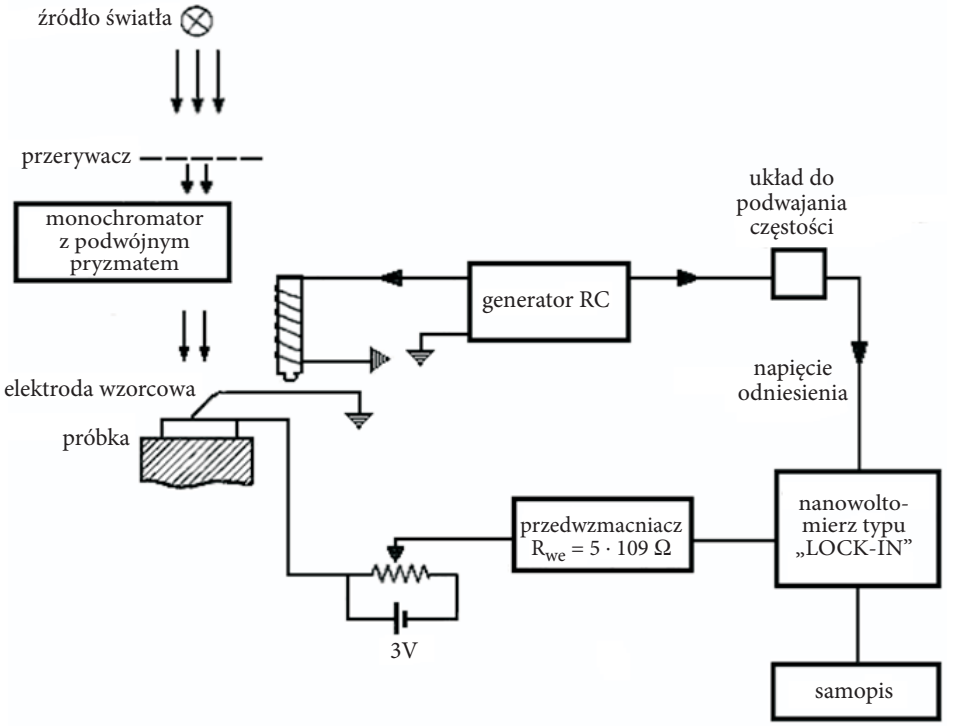
$$\Delta CPD = q\delta V_s \tag{4}$$

Najczęściej CPD mierzy się metodą drgającego kondensatora. W kondensatorze tym elektrodą wzorcową bywa kulka złota o średnicy 1 mm przymocowana do blaszki stalowej pobudzanej do drgań wibrujących umieszczonym nad nią elektromagnesem.

Schemat ideowy do pomiaru CPD pokazuje rysunek 4. Napięcie połączone w szereg z CPD wykorzystywane jest do cechowania lub modulacji sygnału. Natomiast schemat blokowy układu do pomiaru CPD przedstawia rysunek 5.



Rys. 4. Schemat ideowy pomiaru kontaktowej różnicy potencjałów



Rys. 5. Schemat blokowy układu do pomiaru kontaktowej różnicy potencjałów

Praca wyjścia elektronu

Praca wyjścia φ równa się różnicy między energią E_a elektronu spoczywającego dostatecznie daleko od powierzchni a energią E_0 odpowiadającą poziomowi potencjału elektrochemicznego elektronów kryształu: $\varphi = E_a - E_0$.

Pracę wyjścia definiujemy najczęściej w następujący sposób: praca wyjścia jest różnicą energii między elektronem w spoczynku (w maksimum bariery potencjalnej) w próżni „tuż na zewnątrz" kryształu a elektronem na poziomie Fermiego w krysztale.

Wiele metod wyznaczania φ opiera się na pomiarach kontaktowej różnicy potencjałów (najczęściej metodą Kelvina), stanowiącej napięcie kontaktowe U_K między powierzchniami dwóch stykających się (zetkniętych) przewodników. Znając pracę wyjścia φ dla jednego z przewodników, możemy przez pomiar napięcia kontaktowego U_K wyznaczyć φ z drugiego przewodnika (rys. 4, 5).

Powszechnie stosuje się fotoelektryczne metody wyznaczania φ. Jedne polegają na pomiarze energii kinetycznej $\left(\frac{1}{2} m v^e\right)_{\max} = \hbar\omega - \varphi$. Drugie opierają się na

badaniu zależności wydajności kwantowej Y od częstotliwości światła ν (jest to metoda Fowlera).

Praca wyjścia zależy między innymi od struktury powierzchni, w szczególności od wskaźników Millera (hkl) ścianki monokryształu [4, 5].

Metody pomiaru bezwzględnej wartości pracy wyjścia

Pomiar bezwzględnej wartości pracy wyjścia przeprowadza się metodami: termoemisji, fotoemisji i emisji polowej.

Mierząc wartość prądu nasycenia I_0 (metodą prostych Schottky'ego) dla kilku temperatur badanej powierzchni próbki, można z nachylenia prostej $\ln I_0/T^2$ w funkcji $1/T$ otrzymać wartość pracy wyjścia. Jednak konieczność pomiaru prądu nasycenia prowadzi do obecności zewnętrznego pola elektrycznego E, a więc do efektu Schottky'ego. Uwzględniając to, wyznaczanie pracy wyjścia musi przebiegać w dwu etapach. W pierwszym rejestruje się zmiany natężenia prądu emisyjnego I w funkcji zmian natężenia pola elektrycznego dla kilku wartości temperatury próbki. Na ogół natężenie pola przy powierzchni próbki jest prostą funkcją napięcia między katodą a anodą. Wykreślenie zależności $\ln I_0$ z funkcji $E^{1/2}$ i ekstrapolacja prostoliniowych części charakterystyk do wartości E równej zero, daje wartość natężenia prądu nasycenia. W drugim etapie z tangensa nachylenia prostej $\ln I_0/T^2$ w funkcji $1/T$ oblicza się pracę wyjścia, która w tym wypadku nazywa się jawną pracą wyjścia Richardsona φ (apparent work function). Jednak wartości prawdziwej pracy wyjścia φ^* wyrażanej wzorem

$$\varphi^*(T) = \varphi + T\left(\frac{d\varphi^*}{dT}\right) \tag{5}$$

nie da się wyznaczyć doświadczalnie, jeżeli nie wiadomo, w jaki sposób zmienia się ona z temperaturą [5]. Próby doświadczalnego wyznaczenia takiej zależności są prowadzone.

Najpowszechniejszą metodą pomiaru bezwzględnej wartości pracy wyjścia jest metoda pola hamującego w kondensatorze kulistym, w którym emiterem jest badana próbka. Występuje tu zależność między natężeniem prądu emitowanego przez badaną powierzchnię pod wpływem padających na nią kwantów $\hbar\omega$ a energią tych kwantów.

Sposoby pomiaru pracy wyjścia:

a) takie, które w wyniku dają wartość bezwzględną,
b) takie, w których mierzona jest różnica prac wyjścia między próbką badaną a inną elektrodą o znanej już wartości pracy wyjścia.

Metody pomiaru wartości bezwzględnej oparte są głównie na zjawisku emisji elektronów powodowanej czynnikami zewnętrznymi (temperaturą, promieniowaniem elektromagnetycznym i silnym polem elektrycznym).

Przy pomiarze zaś względnej wartości pracy wyjścia wykorzystuje się efekt powstawania kontaktowej różnicy potencjałów, której wartość zależy od różnicy prac wyjścia między dwoma kryształami znajdującymi się kontakcie omowym. W tym wypadku stosowane są dwa rozwiązania techniczne pomiaru:

1) informację uzyskuje się przez pomiar prądu anodowego diody, której anodą jest badana próbka,
2) informację uzyskuje się przez obserwację warunków zaniku prądu wywołanego sztucznymi zmianami pojemności kondensatora, który tworzą badana próbka i elektroda odniesienia [5].

Sposoby przeprowadzenia pomiaru bezwzględnej wartości pracy wyjścia

Najwcześniej do pomiaru pracy wyjścia była wykorzystywana emisja elektronów z powierzchni metalu pod wpływem wysokiej temperatury.

Jednak doświadczalne wyznaczenie wartości prawdziwej pracy wyjścia jest niemożliwe, jeżeli nie wiadomo, w jaki sposób zmienia się ona wraz z temperaturą. Z prowadzonych rozważań wynika, że metoda termoemisji daje wyniki, które jedynie w wypadku powierzchni jednorodnych można bezpośrednio odnosić do wartości prawdziwej pracy wyjścia.

Pomiar pracy wyjścia opiera się na zjawisku fotoemisji zewnętrznej. Pierwszy sposób (Fowlera) polega na wykorzystaniu zależności między natężeniem prądu elektrycznego emitowanego przez powierzchnię metalu pod wpływem padających na nią kwantów promieniowania elektromagnetycznego a energią tych kwantów $\hbar\omega$ i temperaturą powierzchni T.

W metodzie tej można mierzyć zależność natężenia prądu fotoemisji I od częstotliwości padającego na próbkę promieniowania $\hbar\omega$ przy stałej temperaturze T jej powierzchni.

W drugim sposobie (Du Bridge'a) dla jednej wartości częstotliwości padającego promieniowania wykonuje się pomiar zależności natężenia prądu fotoemisji od temperatury powierzchni [3, 5].

Pomiary pracy wyjścia metodą pola hamującego w kondensatorze kulistym

Jest to powszechnie stosowana metoda i dająca bardzo dokładne wyniki.

Dla obliczenia wartości pracy wyjścia zdejmuje się charakterystyki prądowo-napięciowe fotoemisji zewnętrznej. Otrzymuje się je przez wytwarzanie pola

elektrycznego przy powierzchni badanej próbki (emitera), tzn. między emiterem i kolektorem. Pole to zmienia energię potencjalną elektronu na zewnątrz powierzchni. Zależnie od kierunku pola elektron po opuszczeniu emitera jest przyspieszany lub opóźniany (rys. 9b, cz. I).

Wartość napięć kontaktowych U_K możemy odczytać z charakterystyk prądowo-napięciowych w polu hamującym (rys. 9b cz. I); jest to odległość między nasyceniem a osią prądową. Można ją również zapisać za pomocą wzoru

$$eU_K = \varphi_k - \varphi_c. \tag{6}$$

Z kolei odczytując z charakterystyki prądowo-napięciowej wartość napięcia hamowania elektronów z emitera metalicznego U_h (lub V_0), można bezpośrednio wyznaczyć pracę wyjścia z kolektora

$$\varphi_k = \hbar\omega - eU_h, \tag{7}$$

$$eU_h = \hbar\omega - \varphi_k. \tag{8}$$

Znając wartość eU_K i eU_h można obliczyć teraz pracę wyjścia badanego emitera (próbki) ze wzoru

$$\varphi = \varphi_k \pm eU_K. \tag{9}$$

Autor obliczył U_K i φ dla wielu próbek HgSe i HgTe.

Z danych otrzymanych przy pomiarze U_K w próżni ocenia się gęstość stanów powierzchniowych (specjalnych poziomów energetycznych). Przy zwiększaniu gęstości stanów powierzchniowych U_K maleje.

Gdy $U_K > 0$, obszar nasycenia przesuwa się w stronę dodatnich napięć U_{k-e}, gdy $U_K < 0$, występuje zjawisko odwrotne.

U_K między kolektorem a emiterem w kondensatorze sferycznym zmienia się przy zmianie metalu (emitera), odczytywane z charakterystyk prądowo-napięciowych.

Metody pomiaru względnej wartości pracy wyjścia

Metody pomiaru względnej wartości pracy wyjścia dzielą się na: diodowe i kondensatorowe z jedną elektrodą wirującą.

W metodach tych wykorzystuje się zjawisko powstawania kontaktowej różnicy potencjałów (CPD) między dwoma próbkami znajdującymi się w kontakcie omowym. Istnieje bowiem prosty związek między pracą wyjścia a kontaktową różnicą potencjałów. Wartość różnicy potencjałów jest równa różnicy pracy wyjścia kontaktujących się metali podzielonej przez elementarny ładunek elektryczny.

Zatem zmiana pracy wyjścia z powierzchni jednego emitera, wywołana np. adsorpcją lub innym procesem powierzchniowym, pociąga za sobą odpowiednie zmiany kontaktowej różnicy potencjałów. W następstwie podobnym zmianom ulega związane z kontaktową różnicą potencjałów pole elektryczne między powierzchniami rozpatrywanych ciał. Zmiana pola może być skompensowana odpowiednim napięciem zewnętrznym. Wartość przyłożonej różnicy potencjałów (napięcia) wymagana do pełnej kompensacji jest miarą wielkości zmian pracy wyjścia zachodzących na powierzchni [5].

Metody diodowe

W diodzie pomiarowej jedna elektroda jest elektrodą odniesienia, a druga badaną próbką. Najczęściej katoda jest elektrodą odniesienia, a anoda badaną próbką.

Zjawisko emisji elektronów z katody (grzanej oporowo) jest wynikiem pokonywania przez elektrony pracy wyjścia katody. Funkcjonowanie diody opiera się więc na zjawisku pokonywania przez elektrony bariery potencjału między emiterem a kolektorem.

Kształt i wysokość tej bariery zależy, między innymi, również od wartości pracy wyjścia emitera i kolektora [5-7].

Jeżeli praca wyjścia katody (emitera) nie będzie ulegać zmianie, to zmiany pracy wyjścia powierzchni anody spowodują przesunięcie charakterystyki prądowo-napięciowej tej diody.

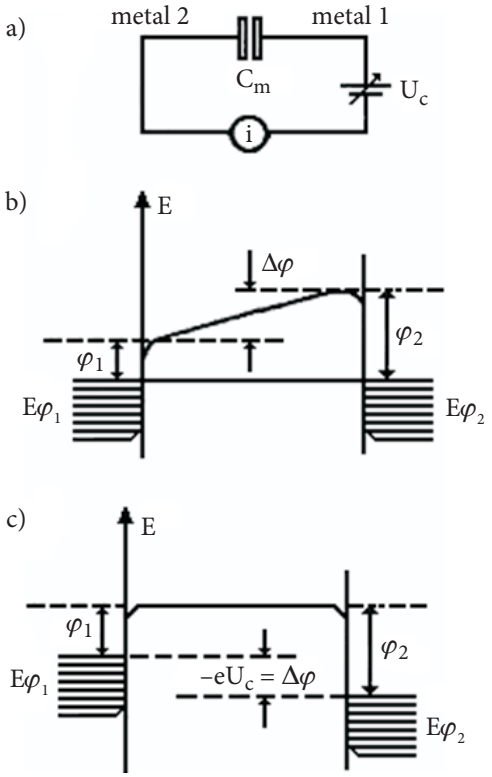
Diody pomiarowe mogą być różnej konstrukcji (sferyczne, cylindryczne).

Do metod diodowych zalicza się również pomiar, w którym zamiast termokatody źródłem elektronów jest emiter polowy, z tym że próbkę, dla której wykonywany jest pomiar stanowi nie emiter, lecz kolektor o nieco innej konstrukcji. Utworzona przez emiter i kolektor dioda pracuje w obszarze pola hamującego.

Metody kondensatorowe

Najczęściej pomiaru kontaktowej różnicy potencjałów dokonuje się za pomocą kondensatora z drgającą elektrodą, co powoduje zmiany pojemności układu. Okładkami są tu elektroda odniesienia, którą jest najczęściej elektroda drgająca nazywana czasem wzorcową (złota kulka) i badana próbka (rys. 6).

$$U = \frac{\Delta\varphi}{q} + U_c \tag{10}$$



Rys. 6. Metoda kondensatorowa pomiaru pracy wyjścia: a) schemat połączeń głównych elementów: C_m — kondensator, którego okładki stanowią badana próbka i elektroda odniesienia; U_c — źródło o regularnym napięciu; *i* — detektor prądu zmiennego; b) zmiany energii potencjalnej między okładkami, gdy $U_c = 0$; c) gdy $U_c = -\Delta\varphi/q$; $\Delta\varphi$ — kontaktowa różnica potencjałów (różnica prac wyjścia); U_s — napięcie zewnętrzne

Napięcie na okładkach kondensatora jest równe sumie kontaktowej różnicy potencjałów $\frac{\Delta\varphi}{q}$ między okładkami i stałego napięcia przykładanego na okładki. Ażeby prąd w obwodzie (rys. 6a) przestał płynąć, tzn. aby energie potencjalne obu okładek zrównały się, doprowadzane napięcie zewnętrzne musi mieć wartość:

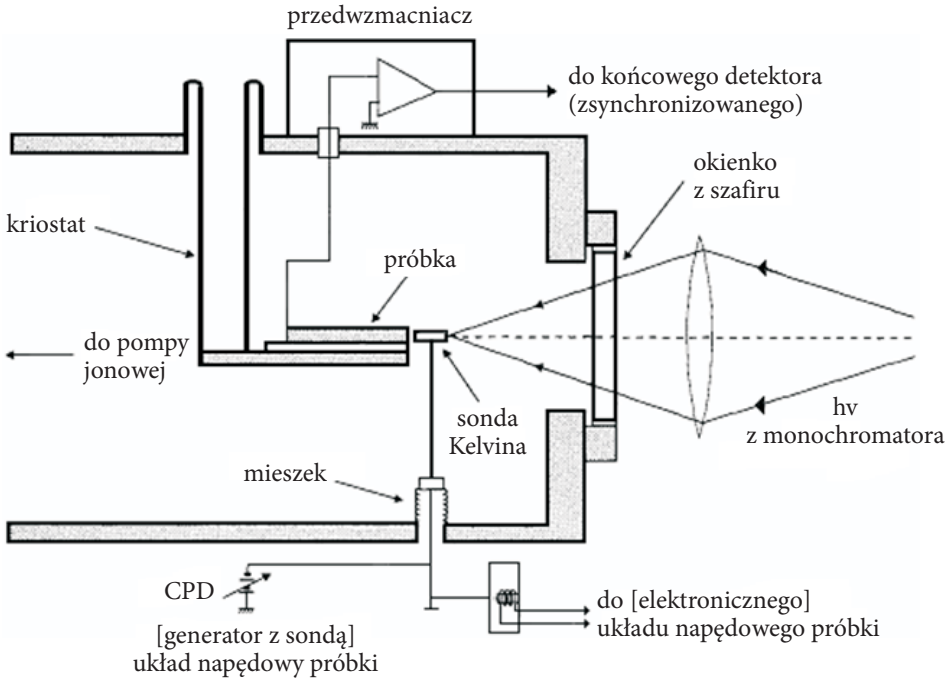
$$U_c = \frac{\Delta\varphi}{q}. \tag{11}$$

Wartość napięcia U_c, przy którym prąd *i* spada do zera, jest miarą wielkości kontaktowej różnicy potencjału między elektrodą odniesienia i badaną próbką.

Wibrująca płytka (elektroda odniesienia) powoduje zmianę pojemności kondensatora, przez który może płynąć prąd przemienny łatwy do detekcji.

Zastosowanie fazoczułego detektora natężenia prądu pozwala zautomatyzować proces kompensacji kontaktowej różnicy potencjałów [5] potencjometrycznie zmieniającą się wartością przeciwstawnego napięcia U_c. Zmiany przyłożonego napięcia U_c mogą tu w sposób ciągły postępować za zmianami kontaktowej różnicy potencjałów.

Wartość zewnętrznego napięcia U_c, przy której prąd w obwodzie spada do zera jest miarą wielkości różnicy potencjałów kontaktowych między emiterem a kolektorem. Wibrująca elektroda jest zwykle elektrodą odniesienia. Elektroda



Rys. 7. Schematyczne przedstawienie układu próżniowego i aparatury do pomiaru pracy wyjścia i różnicy potencjałów kontaktowych

odniesienia jest wprawiana w drgania (najczęściej kilkaset okr./sek) za pomocą odpowiedniej temperatury (rys. 7).

Metody kondensatorowe służące do pomiaru pracy wyjścia (kontaktowej różnicy potencjałów) nie wymagają więc wymuszania emisji elektronów z badanej powierzchni, ani bombardowania jej elektronami czy fotonami. Pomiar odbywa się w tym wypadku bez udziału dodatkowych czynników, które wpływałyby na wynik pomiaru. Dla otrzymywania poprawnych wyników pomiaru CPD należy utrzymywać stałą amplitudę drgań i stałą odległość między elektrodą drgającą (odniesienia) a badaną próbką (rys. 6a) (w aparaturze Jaschinskiego amplituda

drgań była równa 0,1 mm, odległość elektrod 0,5 mm). Optymalna częstotliwość drgań wynosiła 380 Hz.

Przykładowe wyniki pomiarów i obliczenia

Rozkład wartości CPD można otrzymywać np. przez pomiary punktowe na powierzchni kryształu elektrodą wibrującą o małej średnicy.

Dla różnie obrabianych powierzchni (świeżo łupanych, „zestarzanych", trawionych) próbek HgTe kontaktowe różnice potencjałów U_K zawierają się w granicach 0,49-0,53 eV. Dla HgSe 0,25-0,32 eV.

Pomiary pracy wyjścia (dla tych półmetali):

$$\mathrm{HgTe} \rightarrow \varphi = \varphi_k - eU_K = 4,49 - 0,49 = 4,0 \pm 0,05\ \mathrm{eV},$$

$$\mathrm{HgSe} \rightarrow \varphi = \varphi_k - eU_K = 4,49 - 0,17 = 4,32 \pm 0,06\ \mathrm{eV}.$$

Pomiary parametrów polikrystalicznego InSb:

$$\varphi_k = 4,16 \pm 0,05\ \mathrm{eV}; \quad U_K = 0,47 \pm 0,1\ \mathrm{eV}; \quad \varphi_t = 3,69 \pm 0,1\ \mathrm{eV}.$$

Wyniki pomiarów

CPD (wyznaczana metodą Kelvina) między GaP typu p i stanowiącego poziom odniesienia GaAs typu p wynosi 0,46 eV. CPD między GaP typu p a GaP typu n wynosi 1,69 eV. CPD między rozłupanymi w próżni próbkami InAs typu n i InAs typu p wynosi 0,37 eV; jest to w przybliżeniu równe przerwie energetycznego E_G; to znaczy, że praktycznie zagięcie pasm w tym półprzewodniku nie występuje. Potwierdzili to Van Laar i Scheer przez pomiary CPD metodą wibrującego kondensatora.

Pomiary i obliczenia dla GaAs podano w tabeli 1.

Wnioski

Potwierdzono pewne odchylenia wartości napięcia kontaktowego ze zmianą energii padających fotonów.

U_K mierzone metodą pola hamującego w kondensatorze kulistym dla wielu próbek HgSe waha się od 0,15 do 0,22 eV. U_K dla HgTe pokrywały się bardzo dobrze. Dla GaAs i innych półprzewodników U_K zmieniało się od 0,14 do 0,3 eV.

Tabela 1

Zestawienie fotoelektronowych i powierzchniowych parametrów próbek GaAs

Autor, praca	Sposób obróbki powierzchni próbek	Koncentracja i typ nośników (n lub p) [cm^{-3}]	Orientacja powierzchni	Średnia wartość fotoelektrycznego progu $h\nu_{t\acute{s}r}$ *) [eV]	Praca wyjścia φ [eV]	Kontaktowa różnica potencjałów $U_{K\acute{s}r}$ [eV]	Bezwzględne zagięcie pasm [7] ΔV [eV]	Energetyczna odległość pasma walencyjnego od poziomu Fermiego δ_S [eV]	Powierzchniowe powinowactwo elektronowe χ_s [eV]	Objętościowe powinowactwo elektronowe [11] χ_b [eV]	Objętościowa energia jonizacji $E_j = \chi_b + E_G$ [eV]
J. Wojas [11]	trawione i wygrzewane próżniowo	$8 \cdot 10^{16} \div 5 \cdot 10^{17}$ n	(111A) (111B)	4,7 ± 0,1 4,4 ±0,1	4,10 ± 0,05 4,30 ±0,05	0,24-0,28	0,80 1,30	0,60 0,10	3,40 3,00	4,10 4,30	5,50 5,70
		$(6 \div 50) \cdot 10^{16}$ n	(100)	4,60 ±0,05	4,30 ±0,05		1,10	0,30	3,20	4,30	5,70
		$(6 \div 50) \cdot 10^{16}$ n	(110)	4,45 ±0,05	4,20 ±0,05		1,15	0,25	3,05	4,20	5,60
		$3 \cdot 10^{17}$ p	(100) (110)	4,35 ±0,05	4,10 ±0,05	0,29-0,54	0,25	0,25	2,95	2,70	4,10
		n	(111A) (111B)	4,7 4,7	4,10 ±0,05 4,30 ±0,05						
J. Chen [8]	powierzchnie trawione bombardowane jonami argonu i wygrzewane	n	(111A)		4,1						
			(111B) i (110)		4,5						
L. James i inni [9]	warstwy epitaksjalne wygrzewane, powierzchnie cezowane	(111A) (111B)	(111A) (111B)	2,15 1,42	1,52 1,32						
Gobeli i Allen [10]		$N_D = 2 \cdot 10^{16}$ n	(110)		4,61		0,60			4,66	

*) $h\nu_1$ — próg fotoelektryczny czyli to minimalna energia fotonów, przy której obserwuje się efekt fotoemisji.

Pomiary wykazały pewne różnice w wartościach prac wyjścia φ, a tym samym i U_K, dla różnych orientacji powierzchni.

Pewne niewielkie różnice między otrzymanymi wartościami prac wyjścia a tablicowymi są spowodowane „niedoskonałościami technologicznymi" próbek.

Artykuł wpłynął do redakcji 18.11.2008 r. Zweryfikowaną wersję po recenzji otrzymano w maju 2009 r.

LITERATURA

[1] J. Wojas, *Fotoelektryczne badania półprzewodników*, Wydawnictwo Naukowe „Semper", Warszawa, 1994.

[2] J. Wojas, *Archiwum Elektrotechniki*, t. 41, z. 1-4, 49, 1992.

[3] B. Adamowicz, *Thesis doktor work*, Gliwice, 1988.

[4] J. Wojas, *Fizyka powierzchni półprzewodników*, Akademicka Oficyna Wydawnicza PLJ, Warszawa, 1995.

[5] A. Ciszewski, A. Kiejna, *Praca wyjścia metali*, Uniwersytet Wrocławski, Wrocław, 1986.

[6] V. O. Snitko (red.), *Problemy fizyki poverkhnosti poloprowodnikow*, Naukowa Dumka, Kiew, 1981.

[7] J. Szuber, *Niestechiometria, przebudowa strukturalna i własności elektronowe powierzchni GaAs*, Z.N.P.Śl., Gliwice, 1984.

[8] J. Chen, *Surface Scence*, 25, 305, 1971.

[9] L. Janes i in., J. Apel. Phys., 42, 4976, 1971.

[10] G. Gobeli, F. Allen, Phys. Rev., 137, 245, 1965.

[11] J. Wojas, *Archiwum Elektrotechniki*, t. 38, z. ¼, 405, 1989.

W. WOJAS, J. WOJAS

Physical parameters of solid surfaces and their dependence on the outside conditions.
Part II: The main measurement methods of physical surface parameters

Abstract. In this paper we present the measurement methods of the surface parameters. We define contact potential difference, work function, and relationship between them. The measurement methods of the absolute value of work function are presented. We also describe the measurement methods of the relative value of work function. The paper contains numerical examples of the measurements of the physical concepts presented in this paper.

Keywords: contact potential difference, work function, measurement methods.
Universal Decimal Classification: 537.311.33

Biuletyn WAT
Vol. LVIII, Nr 2, 2009

System do pomiarów charakterystyk widmowych detektorów promieniowania optycznego w szerokim zakresie temperatury

ROBERT ĆWIRKO, JOANNA ĆWIRKO

Wojskowa Akademia Techniczna, Wydział Elektroniki, Instytut Systemów Elektronicznych,
00-908 Warszawa, ul. S. Kaliskiego 2

Streszczenie. W artykule przedstawiono zaprojektowany i wykonany w Wojskowej Akademii Technicznej (WAT) system do pomiarów charakterystyk widmowych detektorów promieniowania optycznego UV, VIS i IR w szerokim zakresie temperatury od 10 K do 450 K. System pomiarowy umożliwia także badanie wpływu temperatury na charakterystyki szumowe detektorów.
Słowa kluczowe: system pomiarowy, detektory UV, VIS, IR, pomiary fazoczułe, pomiary kriogeniczne, charakterystyki widmowe fotodetektorów
Symbole UKD: 535.08

1. Wstęp

W ostatnich latach zwiększył się znacznie zakres aplikacji fotodetektorów półprzewodnikowych wykorzystujących promieniowanie optyczne nie tylko w zakresie promieniowania widzialnego (VIS) i podczerwieni (IR), ale także w zakresie ultrafioletu (UV) [1]. Detektory VIS i IR stosowane są niemal we wszystkich dziedzinach życia: przemyśle, automatyce, aplikacjach AVT itp. Z kolei detektory UV wykorzystuje się w systemach broni inteligentnych, systemach inżynierii bezpieczeństwa, systemach rozpoznawania zagrożeń biologicznych oraz chemicznych i przemyśle półprzewodnikowym w procesach wytwarzania struktur scalonych o bardzo dużym stopniu integracji, medycynie [2]. Pierwsze detektory UV bazowały na odpowiednio zmodyfikowanym krzemie. Dopiero w 1996 r. pojawiły się pierwsze konstrukcje detektorów UV wykorzystujące węglik krzemu (SiC), czyli półprzewodnik o szerokiej

przerwie zabronionej. W kolejnych latach zaczęto używać także innych materiałów półprzewodnikowych o szerokiej przerwie zabronionej: GaN, AlGaN, TiO_2 i ZnO [3]. Wykorzystywane w nowych konstrukcjach detektorów UV tego typu materiały półprzewodnikowe są szczególnie zalecane do zastosowań, w których detektory są narażone na silne zakłócenia elektromagnetyczne. Detektory UV wykonane z zastosowaniem półprzewodników z szeroką przerwą zabronioną są nieczułe (ang. *solarblind detector*) na promieniowanie widzialne i z zakresu podczerwieni, gdyż krawędź absorpcji optycznej w tych materiałach występuje na ogół w zakresie od 270 nm do 390 nm. W przypadku detektorów UV wykonanych na bazie krzemu trzeba stosować dodatkowo, w celu ograniczenia zakresu charakterystyki widmowej, odpowiednie filtry optyczne.

2. Koncepcja systemu pomiarowego

Konstruktorzy półprzewodnikowych detektorów promieniowania optycznego wdrażają wiele rozwiązań technologicznych, aby uzyskać dużą czułość oraz wymagany kształt charakterystyki widmowej. Uzyskanie odpowiednio dużej czułości detektora sprowadza się głównie w minimalizacji szumów z równoczesnym zapewnieniem największego stosunku mocy sygnału do mocy szumu. Wiele materiałów półprzewodnikowych stosowanych do konstrukcji fotodetektorów zakresu UV stanowią materiały o szerokiej przerwie zabronionej. W tego typu materiałach duży wpływ na ich właściwości ma obecność głębokich centrów defektowych w przerwie zabronionej. Znacząca koncentracja centrów defektowych ma wpływ na czas życia swobodnych nośników ładunku oraz może być źródłem szumu generacyjno-rekombinacyjnego. Przykładowo, średni czas życia między uszkodzeniami MTBF (ang. *mean time between failures*) detektorów stosowanych w akceleratorach jest silnie zależny od szybkości degradacji ich struktury krystalicznej, na co znaczny wpływ ma obecność centrów defektowych. Czułość tych detektorów maleje w funkcji czasu, gdyż wzrasta w nich poziom szumów. Ocena wpływu obecności głębokich centrów defektowych wymaga prowadzenia pomiarów w możliwie jak najszerszym zakresie temperatury. Z doświadczeń autorów wynika na przykład, że często stosowane rozwiązanie — zmniejszania temperatury pracy detektora celem poprawy stosunku sygnału do szumu — nie jest zabiegiem skutecznym w przypadku zdefektowanej struktury półprzewodnika. Może wręcz doprowadzić do wzrostu wypadkowego poziomu szumów (spowodowanego znacznym wzrostem składowej związanej z szumem generacyjno-rekombinacyjnym) [4].

Badania detektorów promieniowania optycznego w szerokim zakresie temperatury pozwalają określić temperaturowe zmiany ich czułości oraz charakter zmienności położenia krawędzi absorpcji.

Zdecydowana większość stosowanych systemów badawczych detektorów UV, VIS i IR jest przystosowana do pomiarów w temperaturze otoczenia. Jeżeli takie badania prowadzone są w funkcji temperatury, to najczęściej jako źródło dla ustalenia warunków cieplnych pomiaru wykorzystuje się ogniwa Peltiera, umożliwiające przykładowo zmiany temperatury od –25°C do +125°C. O ile taki zakres zmian temperatury jest akceptowalny dla typowych pomiarów eksploatacyjnych, o tyle dla badania procesów zachodzących w strukturze detektora wymaga się pomiarów w zakresie od kilkunastu, kilkudziesięciu kelwinów do około 450 K.

Na podstawie powyższych rozważań przyjęto, że system pomiarowy powinien umożliwiać pomiary charakterystyk widmowych fotodetektorów i opcjonalnie ich charakterystyk szumowych w możliwie szerokim zakresie zmian temperatury. Podstawowe bloki funkcjonalne takiego systemu stanowią: źródło promieniowania o regulowanej długości fali, moduły odpowiedzialne za środowisko temperaturowe pomiaru i przyrządy dedykowane do tego rodzaju pomiarów.

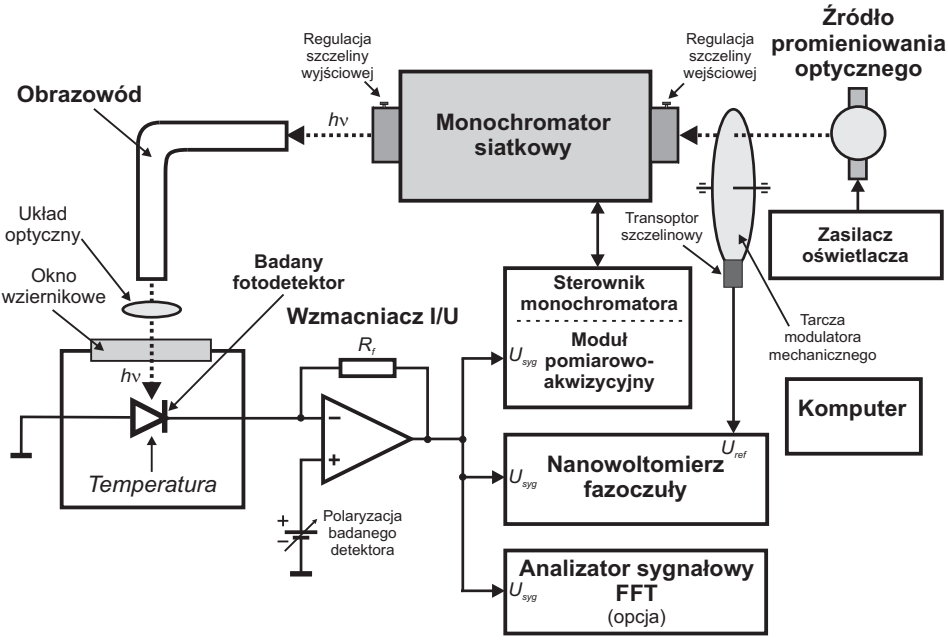
Dla zarejestrowania charakterystyk widmowych fotodetektorów długość fali promieniowania optycznego powinna zmieniać się w funkcji czasu. W systemie badawczym powinno się do tego celu stosować sterowany komputerowo monochromator z odpowiednim źródłem promieniowania i interfejs optyczny łączący wyjście monochromatora z użytym urządzeniem technologicznym ustalającym warunki cieplne pomiaru.

Ze względu na wymagany zakres zmian temperatury, począwszy od wartości kriogenicznych, jedynym rozwiązaniem jest zastosowanie kriostatu jako podstawowego elementu zespołu ustalania warunków cieplnych pomiaru. Wybór typu kriostatu jest kompromisem między wymaganą minimalną temperaturą pomiaru a poziomem zakłóceń generowanych przez jego głowicę. Sprężarkowe kriostaty helowe umożliwiają zwykle pomiary w zakresie od 10 K do 320 K. Największą ich wadą są generowane, przez sprężarkę znajdującą się w głowicy kriostatu, duże udary mechaniczne przenoszące się na badaną próbkę i będące źródłem znacznych zakłóceń pochodzenia piezo- i tryboelektrycznego. Dlatego sprężarkowy kriostat helowy nie jest najlepszym rozwiązaniem w przypadku pomiarów bardzo małych sygnałów, gdyż są one maskowane przez znaczne zakłócenia. O wiele mniejszym poziomem zakłóceń charakteryzuje się przepływowy kriostat azotowy, ale jego minimalna temperatura pracy (77 K) jest wyższa niż uzyskiwana w kriostacie helowym (10 K).

Nawet przy zastosowaniu źródeł promieniowania optycznego o dużej mocy, sygnał prądowy z badanego detektora ma amplitudę o wiele mniejszą niż szumy tła. Składowe tych szumów są generowane zarówno przez zespół monochromatora, jak i interfejs optyczny dołączony do wyjścia monochromatora, badany detektor, jego układ polaryzacji oraz urządzenia technologiczne zapewniające warunki cieplne pomiaru, przedwzmacniacz itp. Dlatego też preferowane są pomiary fazoczułe. Właściwym rozwiązaniem jest użycie cyfrowego nanowoltomierza typu Lock-In.

3. System pomiarowy

W Wojskowej Akademii Technicznej zaprojektowano i wykonano system pomiarowy do pomiaru charakterystyk widmowych i charakterystyk szumowych półprzewodnikowych detektorów promieniowania optycznego. Schemat funkcjonalny systemu przedstawiono na rysunku 1. System ten umożliwia przeprowadzenie pomiarów detektorów w zakresie zmian temperatury od 10 K do 450 K.

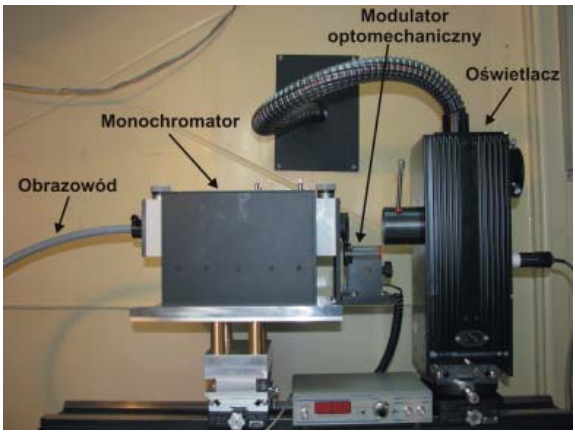


Rys. 1. Schemat funkcjonalny systemu pomiarowego

3.1. Tor optyczny

Na rysunku 2 przedstawiono główne elementy składowe toru optycznego, który składa się z źródła promieniowania optycznego (lampy ksenonowej lub deuterowej), modulatora mechanicznego, monochromatora i obrazowodu światłowodowego. Zespół optyki, skupiającej wiązkę światła na badanym detektorze znajduje się w bezpośrednim sąsiedztwie urządzenia wykorzystywanego do ustalenia warunków cieplnych pomiaru.

Zastosowany monochromator typ M250/1800/UV firmy Optel jest zbudowany w układzie Czerny-Turnera o ogniskowej ¼ m i umożliwia badanie fotodetektorów w zakresie od 200 do 800 nm, pod warunkiem zastosowaniu odpowiedniego źródła



Rys. 2. Wygląd głównych elementów składowych toru optycznego systemu pomiarowego

promieniowania optycznego. W monochromatorze zainstalowano siatkę dyfrakcyjną o wymiarach 50 × 50 mm i rozdzielczości 1800 linii/mm. Szczeliny wejściowa i wyjściowa o wysokości 20 mm są regulowane płynnie w przedziale od 0,02 do 3 mm. Przy sterowaniu automatycznym monochromatora za pomocą interfejsów USB lub RS-232 powtarzalność ustawienia długości fali sygnału optycznego wynosi ±0,05 nm. Przed szczeliną wyjściową został zainstalowany, przesuwany za pomocą silnika krokowego, filtr krawędziowy umożliwiający odcinanie składowych widmowych $n\lambda$, gdzie λ — zadeklarowana długość fali na wyjściu monochromatora. Monochromator współpracuje z dwoma typami źródeł promieniowania optycznego. W pierwszym zastosowano 150 W ksenonową lampę typ XBO150 W/CR OFR, z bardzo małym poziomem emisji ozonu, średnią luminancją 1800 cd/cm^2 i trwałością około 3000 h. Charakterystyka widmowa lampy umożliwia pomiary detektorów od około 230 nm do 800 nm, czyli detektorów pracujących w zakresie UV, światła widzialnego i bliskiej podczerwieni. Maksymalny, o prawie stałym natężeniu, strumień świetlny występuje w zakresie od 400 do 800 nm. Jednakże dla fali o długości 230 nm natężenie strumienia świetlnego jest około 100 razy mniejsze od wartości maksymalnej. Pięciokrotne zwiększenie natężenia strumienia świetlnego dla fali o długości 230 nm można uzyskać, zastępując lampę XBO150 W/CR OFR, niestety silnie ozonującą, lampą XBO 150/W1. Wymienione lampy ksenonowe są sterowane ze stabilizowanego zasilacza prądu stałego regulowanego w zakresie od 6 A do 8,5 A z 25 kV układem zapłonowym.

Dla pomiarów detektorów UV o czułościach niewymagających tak dużych mocy oświetlacza monochromatora, jakie są możliwe do uzyskania przy użyciu lamp ksenonowych, stosuje się w systemie pomiarowym lampą deuterową typ 6006 o mocy 30 W firmy Oriel i użytkowym zakresie charakterystyki widmowej od 200 nm do 400 nm, przy czym maksimum strumienia świetlnego występuje

w okolicy 250 nm i ulega pięciokrotnemu zmniejszeniu dla skrajnych punktów charakterystyki — tzn. 200 nm i 400 nm. Jeżeli wymagana jest mała emisja ozonu, wówczas można zamiennie zastosować lampę deuterową typ 63161 o mocy 30 W. Dla oświetlacza z lampami deuterowymi stosuje się w systemie pomiarowym zasilacz typ 68942 firmy Oriel.

Problemem jest zapewnienie jak najbardziej efektywnej transmisji strumienia świetlnego z wyjścia monochromatora do wejścia urządzenia technologicznego odpowiedzialnego za ustalanie warunków cieplnych pomiaru. Optymalne jest sprzęgnięcie monochromatora, np. z kriostatem za pomocą obrazowodu złożonego z wielu światłowodów. Dodatkową zaletą tego rozwiązania jest możliwość takiego ułożenia światłowodów, że od strony monochromatora odbierają one maksymalny strumień światła emitowany przez szczelinę wyjściową, dając od strony kriostatu strumień świetlny o przekroju kołowym. Główną wadą jest relatywnie duże tłumienie obrazowodu — około 8 razy. Jest możliwość zmniejszenia tego tłumienia do około 3 przez zastąpienie obrazowodu światłowodowego, niestety znacznie droższym, obrazowodem cieczowym. Jeżeli konieczna jest jeszcze mniejsza tłumienność tego odcinka toru optycznego, to wówczas w systemie stosuje się zmianę kierunku strumienia świetlnego za pomocą układu ze zwierciadłem z naparowaną warstwą specjalnie spreparowanego aluminium [5] zapewniającego 90% współczynnik odbicia w zakresie 250-600 nm z wyjątkiem zakresu 260-400 nm, gdzie współczynnik odbicia ulega zmniejszeniu, przyjmując 78% dla 320 nm. Rozwiązanie to wymaga jednak uciążliwej kalibracji toru optycznego przy wymianie badanych detektorów. Przed oknem wziernikowym znajduje się układ optyczny kształtujący strumień świetlny padający na badany fotodetektor.

Przebieg zmierzonej charakterystyki widmowej nie odzwierciedla rzeczywistego przebiegu charakterystyki badanego detektora, należy uwzględnić kształt charakterystyk widmowych zespołu monochromatora, interfejsu optycznego itp. Dopiero zarejestrowanie w tych samych warunkach pomiarowych przebiegu charakterystyki z detektora wzorcowego pozwala opracować tablice poprawek, za pomocą których można skorygować przebieg widmowy zarejestrowany z wyjścia detektora badanego.

W systemie pomiarowym do precyzyjnej kalibracji toru optycznego używa się dwóch fotodiod wzorcowych: S2281 — National Institute of Standards and Technology NIST, USA o zakresie widmowy od 200 nm do 1100 nm i BPYP-43, pracującej w przedziale od 400 nm do 1000 mn — Instytut Technologii Elektronowej. Ze względu na skomplikowaną i długotrwałą procedurę kalibracji elementów toru optycznego z użyciem powyższych detektorów wzorcowych przy pomiarze charakterystyk widmowych badanych detektorów wykorzystuje się miernik PM100D firmy ThorLabs [6]. Miernik ten pozwala rejestrować wartości mocy i energii promieniowania optycznego w zakresach określonych użytym czujnikiem. Pomiar odbywa się dla zadeklarowanej długości fali wymuszenia optycznego i popełniany

błąd odczytu mocy lub energii zależny od stopnia monochromatyczności sygnału mierzonego. Do miernika PM100D mogą być podłączone różne typy detektorów wzorcowych o kalibrowanej charakterystyce widmowej: fotodiody i detektory termiczne — wykorzystujące zjawiska termoelektryczne i piroelektryczne. Do pomiarów sygnałów o małej mocy z akceptowalną rozdzielczością najlepiej nadają się fotodiody, jednakże w odróżnieniu od detektorów termicznych, ich czułość widmowa w funkcji długości fali świetlnej zmienia się w znacznym zakresie, co wymaga korekcji przez miernik PM100D wyświetlanych wartości mocy lub energii. W opracowanym systemie pomiarowym miernik PM100D pracuje z fotodiodą S120VC (50 nW — 500 mW, 200-1100 nm). Ponieważ w praktyce każdy egzemplarz fotodiody S120VC ma inny przebieg charakterystyki widmowej w złączu służącym do podłączania fotodiody do miernika PM100D umieszczono nieulotną pamięć programowalną, gdzie producent na etapie kalibracji detektora wpisuje wartości czułości widmowej zarejestrowane co 5 nm.

W wyborze zastosowanego w systemie pomiarowym rodzaju fotodetektora wzorcowego należy mieć na uwadze także aspekt ekonomiczny. Precyzyjnie kalibrowana fotodioda wzorcowa S2281 kosztuje 6630 USD, gdy trochę mniej dokładna, bo wtórnie kalibrowana na jej bazie fotodioda S120VC przeznaczona do pracy z miernikiem PM100D kosztuje około 465 USD.

Dla wyświetlenia przez miernik PM100D mocy promieniowania bezpośrednio w wattach (lub energii w joulach) konieczne jest zadeklarowanie rzeczywistej średnicy strumienia padającego na detektory wzorcowy lub badany. Zalecane jest, żeby średnica plamki mierzonego sygnału optycznego stanowiła co najmniej 10% powierzchni aktywnej wzorcowej fotodiody.

Miernik PM100D jest wyposażony w interfejs USB 2.0 umożliwiający podłączenie zewnętrznego komputera. W skład oprogramowania firmowego umożliwiającego przetwarzanie danych pomiarowych i ich wizualizację dołączono drivery pozwalające na napisanie własnego oprogramowania w języku LabVIEW. Rejestrowane dane mogą być także zapisane z wykorzystaniem wewnętrznego czytnika SD Memory Card 1GB.

3.2. Ustalanie warunków cieplnych pomiaru

Podczas badań fotodetektor znajduje się w jednym z urządzeń technologicznych zespołu ustalania warunków cieplnych pomiaru. W skład tego zespołu wchodzą: moduł kriostatowy — przepływowy kriostat azotowy typ LN2 firmy Air Liquid (rys. 3a) i sprężarkowy kriostat helowy typ RDK 10-320 firmy Leybold (rys. 3b) oraz moduł pomiarów wysokotemperaturowych i stanowisko z ogniwem Peltiera. Stanowisko pomiarów wysokotemperaturowych pozwala na badanie fotodetektorów do temperatury 450 K. Z kolei do wstępnych pomiarów detektorów w ograniczonym zakresie zmian temperatury (255-360 K) stosuje się stanowisko z ogniwem Peltiera

a)

b)

Rys. 3. Kriostaty zastosowane w systemie pomiarowym: a) przepływowy kriostat azotowy; b) helowy kriostat sprężarkowy

sterowanym z bipolarnego źródła prądowego typ 06DLT302 firmy Melles Griot. Pomimo że pomiary wykonywane przy użyciu stanowisk wysokotemperaturowego i z ogniwem Peltiera nie wymagają stosowania próżni, to nakładane na te stanowiska kołpaki z oknami wziernikowymi umożliwiają wypchnięcie z ich wnętrza powietrza atmosferycznego przez wtłaczanie gazu obojętnego dla powierzchni badanej struktury detektora, na przykład azotu.

Szeroki zakres zmian temperatury pracy w kriostatach azotowym i helowym wymaga, żeby pomiar detektora odbywał się w próżni, co minimalizuje straty energii cieplnej w obszarze badanej próbki. Ponadto w przypadku gdy struktura półprzewodnikowa badanego detektora nie jest zamknięta w hermetycznej obudowie, to jej powierzchnia może ulegać degradacji przez gazy zawarte w powietrzu atmosferycznym. Przykładowo, powierzchnia SiC wykorzystywanego w konstrukcji

detektorów UV bardzo silnie reaguje z tlenem. W obu kriostatach zespół dwóch pomp olejowej i turbomolekularnej umożliwia uzyskanie próżni na poziomie10^{-6} Tr. Do pomiaru poziomu próżni stosowany jest czujnik IONIVAC ITR090 (połączenie głowicy Piraniego i głowicy Bayarda Alperta z gorącą katodą). Czujnik ITR090 współpracuje z mikroprocesorowym miernikiem ciśnienia IT23, umożliwiającym zdalne monitorowanie wskazań i sygnalizację progów alarmowych.

Badany detektor mocowany jest za pośrednictwem odpowiedniego uchwytu na stoliku operacyjnym, w którym znajduje się zespół grzejny oraz czujnik temperatury. W kriostacie azotowym wewnątrz stolika poprowadzone są kanały, którymi przepływa ciekły azot zasysany przez pompę wibracyjną z metalowego, 30-litrowego termosu. W kriostacie helowym stolik operacyjny dołączony jest do ciepłowodu, którego przeciwny koniec zakończony jest wymiennikiem sprężarki helu. Sprężarka znajduje się w dolnej części głowicy kriostatu. Wstępne sprężanie helu odbywa się w kompresorze zewnętrznym. O ile kriostat azotowy wymaga okresowego, co około 15 godzin, uzupełnienia ciekłego azotu, o tyle sprężarkowy kriostat helowy pracuje w obiegu zamkniętym.

Chwilowa wartość temperatury stolika operacyjnego kriostatu wynika głównie z bilansu energetycznego między energią cieplną dostarczoną przez grzałkę stolika a odprowadzoną przez czynnik chłodzący (azot lub hel). Jako czujnik temperatury stolika operacyjnego zastosowano kalibrowaną diodę krzemową typu D mogącą pracować w zakresie od 4 K do 450 K. Czujnik jest dołączony do mikroprocesorowego regulatora temperatury typ LTC60 firmy Leybold, realizującego cyfrowy algorytm regulacji PID. Od optymalizacji nastaw PID zależy jakość regulacji temperatury oraz czas potrzebny do jej ustabilizowania. Drugi czujnik umieszcza się jak najbliżej badanego detektora, dzięki czemu minimalizowany jest błąd odczytu temperatury pomiaru. Głowice obydwu kriostatów są wyposażone w okna wziernikowe ze specjalnego szkła Suprasil o transmisji światła od ultrafioletu do bliskiej podczerwieni i umożliwiają pobudzanie optyczne badanego detektora.

3.3. Przyrządy dedykowane

Podstawowymi przyrządami pomiarowymi w systemie są nanowoltomierz fazoczuły i dynamiczny analizator sygnałowy FFT. Pomiar przy użyciu nanowoltomierza fazoczułego SR830 firmy Stanford Research Systems (SRS) wymaga modulacji strumienia promieniowania świetlnego. Modulacja dokonywana jest za pomocą wirującej tarczy modulatora mechanicznego typ SR549 firmy SRS. Transoptor szczelinowy tego modulatora jest źródłem sygnału referencyjnego, względem którego w nanowoltomierzu fazoczułym odbywa się proces analizy sygnału z badanego detektora. Częstotliwość modulacji strumienia świetlnego powinna być tak wybrana, żeby dla tej częstotliwości i najbliższego jej otoczenia maksymalne wartości szumu były znacznie mniejsze niż wartość sygnału użytecznego detektora.

Określenie takiej częstotliwości jest możliwe przy użyciu dynamicznego analizatora sygnałowego FFT.

Sygnał prądowy z wyjścia detektora jest wzmacniany w niskoszumowym wzmacniaczu transimpedancyjnym I/U typ 428 firmy Keithley. Przyrząd ten posiada wbudowany układ polaryzacji napięciowej dla badanego detektora. Jeżeli sygnał prądowy z detektora podłączany jest bezpośrednio do wejść wewnętrznych wzmacniaczy wbudowanych w strukturę wyspecjalizowanych przyrządów pomiarowych, jak ma to przykładowo miejsce w nanowoltomierzu fazoczułym SR830, to detektor jest polaryzowany z zewnętrznego źródła napięcia. W przypadku pomiarów z użyciem nanowoltomierza fazoczułego pominięcie zewnętrznego wzmacniacza transimpedacyjnego zmniejsza poziom błędów związanych z wpływem dodatkowych przesunięć fazowych.

Za pomocą analizatora sygnałowego FFT typ HP35665A firmy Hewlett-Packard wyznaczane są także charakterystyki szumowe fotodetektorów w szerokim zakresie zmian temperatury.

4. Podsumowanie

Podstawowe parametry fotodetektorów to kształt charakterystyki widmowej oraz czułość związana bezpośrednio z poziomem szumów własnych. Zaprojektowany i wykonany w Wojskowej Akademii Technicznej system pomiarowy (rys. 4) umożliwia pomiar charakterystyk widmowych i szumowych fotodetektorów w zakresie od 10 K do 450 K. Zrealizowany system pomiarowy pozwala między innymi na określanie zmienności położenia krawędzi absorpcji w funkcji temperatury — po-

Rys. 4. Fotografia głównych podzespołów systemu pomiarowego

łożenie krawędzi absorpcji jest charakterystyczne dla zastosowanych w konstrukcji detektora materiałów półprzewodnikowych.

Możliwe jest także określenie temperaturowych zmian czułości detektorów na podstawie analizy ich charakterystyk szumowych. Dla fotoodbiorników hybrydowych, zawierających w jednym układzie scalonym zarówno detektor, jak i wzmacniacz transmitancyjny można określić ponadto wpływ temperatury na ten moduł wzmacniający, w tym także na jego elementy zewnętrzne (rezystory sprzężenia zwrotnego, podzespoły kompensacji częstotliwościowej itp.).

Ze względu na militarne zastosowania detektorów optycznych ważnym problemem jest zapewnienie niezawodności długoczasowej. Klasyczne rozwiazanie problemu to prowadzenie wielomiesięcznych badań. W oparciu o zrealizowany system pomiarowy zostanie podjęta próba prognozowania niezawodności detektorów na podstawie badań wpływu temperatury na ich charakterystyki optyczne i szumowe.

Artykuł wpłynął do redakcji 5.05.2009 r. Zweryfikowaną wersję po recenzji otrzymano w maju 2009 r.

LITERATURA

[1] A. Rogalski, *Advanced Technologies in Development of Optical Detectors*, Elektronika, 12, 2004, 12-19.

[2] A. Bednarkiewicz, P. Gacek, J. Jaroński, *Wykorzystanie światła niebieskiego do diagnostyki nowotworów i stanów przednowotworowych*, Elektronika, 3, 2006, 12-13.

[3] N. Biyakli, T. Kartaloglu, O. Aytur, I. Kimukin, E. Ozbay, *High-speed visible-blind GaN-based indium-tin-oxide Schottky photodiodes*, Applied Physics Letters, vol. 79, 17, 2001, 2838-2840.

[4] J. Ćwirko, R. Ćwirko, *Adaptacyjny system badawczy materiałów i przyrządów półprzewodnikowych*, Przegląd Elektrotechniczny, 5, 2008, 265-268.

[5] Katalog: The Newport Resource 2008/2009, www.newport.com

[6] *Diode Laser Drivers 06DLD 3xx Series, User Manual*, Melles Griot. Photonics Components Group, USA, 2006, www.mellesgrit.com

R. ĆWIRKO, J. ĆWIRKO

A system for measurement spectral characteristics in wide temperature range

Abstract. The paper presents an integrated system, developed at the Military University of Technology (MUT), used for measurements of spectral characteristic of UV, VIS, and IR detectors. The setup provides also the possibility of noise measurements in a wide temperature range — from 10 K to 450 K.

Keywords: measurement system, UV, VIS, and IR detectors, lock-in detection, cryogenic mesurements, spectral response of photodetectors

Universal Decimal Classification: 535.08

CONTENTS

J. Janiszewski, K. Rutyna — Experimental analysis of radial motion of rings expanded electromagnetically 7

M. Szala — Combustion synthesis of hollow carbon fibers 27

T. Dziubak — Analysis of filtration propriety air filters in a sports car engine 37

I. Nowotyńska — Application of different geometry dies in extrusion of layered composites 55

A. Kozakiewicz — Comparative analysis of turbojet performance of combat aircraft used in Polish Air Force 65

V. Gliha, L. Śnieżek, J. Zimmerman — Numerical analysis of strain and stress in weld zone of industrial pipeline 85

T. Praczyk — Organization of the evolutionary process responsible for creating neural networks in assembler encoding 103

T. Praczyk — An application of the genetic algorithm to optimize location of buoys 123

M. Skorupa, A. Korbel, T. Machniewicz — Analysis of secondary bending for riveted joints with eccentricities 137

H. Madura, T. Piątkowski, M. Kastek, M. Kołodziejczyk — Method for compensation of influence of sun radiation on radiative temperature measurements 157

J. Ewertowski, M. Drzymała, W. Dąbrowski, J. Chytła — Comparative analysis of selected programming fuzes for grenade ammunition 175

T. Majewski, J. Michałowski, J. Piętaszewski — Analysis of nickel perrhenate using possibilities of production of heavy metals contained rhenium 189

S. Jackowski, R. Urban — Influence of adaptive estimation of interleaver parameters and coding redundancy on transmission quality in VHF channel 201

A. Steckiewicz, W. A. Trzciński — Investigation of blast wave characteristics produced by improvised explosive charges 217

K. Gąsior, W. A. Trzciński — Investigation of blast wave characteristics for layered charges 231

S. Grys, W. A. Trzciński — Thermodynamic modelling of combustion and detonation of ideal heterogeneous systems. Part 1. Theoretical fundamentals and a review of models 251

S. Grys, W. A. Trzciński — Thermodynamic modelling of combustion and detonation of ideal heterogeneous systems. Part 2. Numerical application 275

E. Włodarczyk, J. Janiszewski, W. Koperski, M. Magier — Estimation of yield stress in tungsten rods at high strain-rates using Taylor's impact technique 297

E. Włodarczyk, M. Zielenkiewicz — Influence of movement of boundary conditions application surfaces on dynamics of a spherical ballistic casing loaded internally by pressure of detonation products of an explosive mixture 313

M. Kuffová — Fatigue endurance of weldable steel STN 41 1373 by ADINA 337

A. Dębski, T. Żółciak, Z. Łataś, A. Ciski, S. Kowalski — Application of unconventional steel grades and surface treatments for increase in lifetime of 5.56-caliber small arms barrels 345

J. Kubicki, M. Kwaśny, W. Napadłek — Modification of metallic surface via high voltage electric spark 355

J. Terpiłowski, A. J. Panas, T. Majewski — Thermal diffusivity investigation of matrix phase of 90W-7Ni-3Fe sintered alloy 363

W. Wojas, J. Wojas — Physical parameters of solid surfaces and their dependence on the outside conditions. Part I: Basic theoretical principles of some surface concepts 377

W. Wojas, J. Wojas — Physical parameters of solid surfaces and their dependence on the outside conditions. Part II: The main measurement methods of physical surface parameters 391

R. Ćwirko, J. Ćwirko — A system for measurement spectral characteristics in wide temperature range 407