PROBLEMY BADAŃ
I EKSPLOATACJI
TECHNIKI LOTNICZEJ

11

OPINIODAWCY TOMU 11

prof. dr hab. inż. Jerzy LEWITOWICZ
prof. dr hab. inż. Jerzy MANEROWSKI

AUTORZY TOMU 11

dr inż. Wiesław BULER	rozdziały 3, 5, 10
mgr inż. Jarosław DĘBIŃSKI	rozdziały 2, 8, 9, 10, 11
dr inż. Andrzej DŁUGOŁĘCKI	rozdziały 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11
dr inż. Andrzej FARYŃSKI	rozdziały 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11
dr inż. Krzysztof GRAJEWSKI	rozdziały 1, 2, 3
inż. Bartosz IWANIUK	rozdział 4
mgr inż. Roman KAMIŃSKI	rozdział 9
mgr inż. Romuald KAŹMIERCZAK	rozdziały 2, 8
tech. Włodzimierz KĘPCZYK	rozdział 6
mgr inż. Tomasz KLEMBA	rozdział 1
mgr inż. Szymon KOBIELA	rozdziały 3, 9
prof. dr hab. inż. Grzegorz KOWALECZKO	rozdziały 1, 2, 3, 4
mgr inż. Anna LODA	rozdział 5
dr inż. Wiesław MILEWSKI	rozdział 11
mgr inż. Krzysztof PAWLAK	rozdział 6
dr inż. Mariusz PIETRASZEK	rozdziały 1, 2, 3, 4
tech. Marek PŁACHTA	rozdział 7
mgr inż. Łukasz SŁONKIEWICZ	rozdziały 7, 10, 11
mgr inż. Krzysztof STAWIASZ	rozdział 4
mgr inż. Krzysztof SZYDERSKI	rozdział 1
mgr inż. Ryszard URBANIAK	rozdział 1
mgr inż. Piotr WASILEWSKI	rozdział 5
dr inż. Mirosław WIJASZKA	rozdział 4
dr Zbigniew ZIÓŁKOWSKI	rozdziały 5, 6, 7

RECENZENCI NAUKOWI TOMU 11

prof. dr hab. inż. Andrzej ŻYLUK
prof. dr hab. inż. Krzysztof SIBILSKI
dr hab. inż. Mariusz ZIEJA
dr hab. inż. Mariusz MAGIER
dr inż. Rafał BAZELA

PROBLEMY BADAŃ
I EKSPLOATACJI
TECHNIKI LOTNICZEJ

PRACA ZBIOROWA
pod redakcją: **ANDRZEJA ŻYLUKA**
MARIUSZA ZIEI

11

WYDAWNICTWO
INSTYTUTU TECHNICZNEGO WOJSK LOTNICZYCH

Warszawa 2020

PROBLEMY BADAŃ I EKSPLOATACJI TECHNIKI LOTNICZEJ
Tom 11

REDAKTOR SERII
mgr inż. Krzysztof BUBRZYK

OPRACOWANIE GRAFICZNE I ŁAMANIE
Tomasz GROCHOWSKI

ADIUSTACJA I KOREKTA
mgr Magdalena MALCZEWSKA

OKŁADKA I OBWOLUTA
Piotr TARASIEWICZ

REDAKCJA TECHNICZNA
mgr inż. Krzysztof BUBRZYK

TŁUMACZENIE NA J. ANGIELSKI
mgr Magda TOMASZEWSKA

ZDJĘCIA
z archiwum ITWL
i zbiorów autorów

Oddajemy do rąk Czytelników jedenasty tom serii „Problemy badań i eksploatacji techniki lotniczej". Publikujemy w nim, podobnie jak w poprzednich tomach, prace poruszające przede wszystkim ważne problemy współczesnej techniki lotniczej. Książkę przygotował zespół specjalistów, którzy na co dzień zajmują się badaniami, modernizacją i eksploatacją techniki lotniczej – samolotów i śmigłowców. Jest ona adresowana przede wszystkim do pracowników naukowych i technicznych przemysłu lotniczego, służb inżynieryjno-lotniczych. Może być też wykorzystywana przez studentów kierunków lotniczych na wyższych uczelniach technicznych, zarówno cywilnych, jak i wojskowych.

© Copyright by Wydawnictwo Instytutu Technicznego Wojsk Lotniczych
Warszawa 2020

All rights reserved
Printed in Poland

ISBN 978-83-61021-11-7 (oprawa miękka)
ISBN 978-83-61021-13-1 (PDF)

WYDAWNICTWO INSTYTUTU TECHNICZNEGO WOJSK LOTNICZYCH
01-494 Warszawa 46 (Koło), skr. poczt. 96, ul. Księcia Bolesława 6
Drukowano w Instytucie Technicznym Wojsk Lotniczych

SPIS TREŚCI
CONTENTS

Andrzej ŻYLUK, Mariusz ZIEJA
PRZEDMOWA VII

PREFACE VIII

1. *Grzegorz KOWALECZKO, Mariusz PIETRASZEK, Krzysztof GRAJEWSKI, Tomasz KLEMBA, Krzysztof SZYDERSKI, Ryszard URBANIAK*
WYMAGANIA DOTYCZĄCE ĆWICZEBNYCH BOMB KIEROWANYCH 1
REQUIREMENTS ON THE PRACTICE GUIDED BOMBS

2. *Grzegorz KOWALECZKO, Mariusz PIETRASZEK, Krzysztof GRAJEWSKI, Romuald KAŹMIERCZAK, Jarosław DĘBIŃSKI*
MODEL DYNAMIKI ZRZUTU BOMBY W WARUNKACH TURBULENCJI 17
DYNAMICS MODEL OF THE BOMB RELEASE IN ATMOSPHERIC TURBULENCE

3. *Grzegorz KOWALECZKO, Mariusz PIETRASZEK, Krzysztof GRAJEWSKI, Wiesław BULER, Szymon KOBIELA*
ANALIZA WPŁYWU RÓŻNYCH CZYNNIKÓW NA DOKŁADNOŚĆ TRAFIENIA BOMBY W WARUNKACH TURBULENCJI ATMOSFERY 39
ANALYSIS OF THE IMPACT OF DIFFERENT FACTORS ON THE HIT PRECISION OF BOMB IN ATMOSPHERIC TURBULENCE

4. *Grzegorz KOWALECZKO, Mariusz PIETRASZEK, Mirosław WIJASZKA, Bartosz IWANIUK, Krzysztof STAWIASZ*
OCENA SKUTECZNOŚCI AKTYWNEGO STEROWANIA BOMBĄ LOTNICZĄ 53
EFFICIENCY ESTIMATION OF ACTIVE CONTROL OF THE AIRCRAFT BOMB

5. *Andrzej FARYŃSKI, Andrzej DŁUGOŁĘCKI, Zbigniew ZIÓŁKOWSKI, Wiesław BULER, Piotr WASILEWSKI, Anna LODA*
POMIARY PARAMETRÓW FALI UDERZENIOWEJ WYTWARZANEJ PRZEZ WYBUCH GŁOWICY NIEKIEROWANEGO LOTNICZEGO POCISKU RAKIETOWEGO 70 MM 69

PARAMETER MEASUREMENTS OF THE SHOCK WAVE GENERATED BY THE EXPLOSION OF WARHEAD OF UNGUIDED 70 MM AIRCRAFT ROCKET

6. *Andrzej FARYŃSKI, Andrzej DŁUGOŁĘCKI, Zbigniew ZIÓŁKOWSKI, Włodzimierz KĘPCZYK, Krzysztof PAWLAK*
POMIARY CHARAKTERYSTYK ODŁAMKÓW GŁOWICY NIEKIEROWANEGO LOTNICZEGO POCISKU RAKIETOWEGO 70 MM 77
CHARACTERISTIC MEASUREMENTS OF WARHEAD FRAGMENTS OF UNGUIDED 70 MM AIRCRAFT ROCKET

7. *Andrzej DŁUGOŁĘCKI, Andrzej FARYŃSKI, Zbigniew ZIÓŁKOWSKI, Łukasz SŁONKIEWICZ, Marek PŁACHTA*
POMIARY TEMPERATURY POWIETRZA W REJONIE WYBUCHU GŁOWICY RA-79 NIEKIEROWANEGO LOTNICZEGO POCISKU RAKIETOWEGO S-7 89
MEASUREMENTS OF AIR TEMPERATURE IN THE EXPLOSION ZONE OF RA-79 WARHEAD OF THE UNGUIDED AIRCRAFT ROCKET S-7

8. *Jarosław DĘBIŃSKI, Andrzej DŁUGOŁĘCKI, Andrzej FARYŃSKI, Romuald KAŹMIERCZAK*
POMIARY PARAMETRÓW SPŁONEK NAKŁUCIOWYCH 97
PARAMETER MEASUREMENTS OF PIERCED PRIMERS

9. *Jarosław DĘBIŃSKI, Andrzej DŁUGOŁĘCKI, Andrzej FARYŃSKI, Roman KAMIŃSKI, Szymon KOBIELA*
MODEL NUMERYCZNY NAKŁUWANIA SPŁONKI W URZĄDZENIU TESTOWYM ITWL 105
NUMERICAL MODEL OF PIERCING THE PRIMER IN THE AFIT'S TESTED DEVICE

10. *Wiesław BULER, Andrzej FARYŃSKI, Andrzej DŁUGOŁĘCKI, Jarosław DĘBIŃSKI, Łukasz SŁONKIEWICZ*
WYZNACZANIE MOCY KRYTYCZNEJ POBUDZANIA SPŁONKI UDERZENIOWEJ 115
DETERMINING THE CRITICIAL POWER OF ACTIVATING THE PERCUSSION PRIMER

11. *Andrzej FARYŃSKI, Andrzej DŁUGOŁĘCKI, Jarosław DĘBIŃSKI, Wiesław MILEWSKI, Łukasz SŁONKIEWICZ*
SZACOWANIE ENERGII WYJŚCIOWEJ SPŁONKI UDERZENIOWEJ KWK (KWM-3) 125
ESTIMATING THE OUTPUT ENERGY OF KWK (KWM-3) PERCUSSION PRIMER

SPIS TREŚCI TOMU 10 135

PRZEDMOWA

Oddajemy do rąk czytelników jedenasty tom serii pod wspólnym tytułem „Problemy badań i eksploatacji techniki lotniczej".

Cele stawiane współczesnemu lotnictwu są osiągane dzięki odpowiednio „wyrafinowanym" technicznie konstrukcjom o bardzo wysokich wartościach współczynników niezawodnościowych, zapewniających możliwie najwyższy poziom bezpieczeństwa lotów, gotowości technicznej i operacyjnej.

Wszystkie statki powietrzne i systemy lotnicze przechodzą przez trzy fazy: projektowanie (konstruowanie), wytwarzanie (produkcję) i eksploatację. Najdłuższa i najkosztowniejsza jest faza trzecia, czyli eksploatacja. W tej fazie mamy do czynienia ze statkami powietrznymi i organizacją procesów eksploatacyjnych obejmujących: ludzi, procedury, metodyki utrzymywania zdatności statków powietrznych i ich użytkowania oraz narzędzia. Coraz częściej statki powietrzne są poddawane modernizacji.

Podstawowym celem Instytutu Technicznego Wojsk Lotniczych jest naukowe zabezpieczenie procesu eksploatacji i modernizacji statków powietrznych, głównie wojskowych. Cel ten jest osiągany przede wszystkim przez optymalizację tego procesu, co wyraża się w opracowywaniu nowych oraz modernizacji lub modyfikacji już istniejących eksploatowanych systemów, urządzeń, środków bojowych, metod, technologii, programów, procedur, metodyk badań itp.

O skuteczności statku powietrznego w walce powietrznej oraz zwalczaniu celów naziemnych i nawodnych decyduje obok walorów lotno-taktycznych jego system uzbrojenia. Różnorodność celów i warunków ich atakowania, a także podatność celów na ogniowe oddziaływania wymusiły konieczność skonstruowania i zamocowania na pokładzie statku powietrznego różnorodnego uzbrojenia lotniczego (strzeleckiego, rakietowego, bombardierskiego). Cechą charakterystyczną samolotów wielozadaniowych jest możliwość podwieszania i użycia w jednym wylocie różnych lotniczych środków rażenia klasy powietrze-powietrze i powietrze-ziemia/woda.

ITWL od lat prowadzi badania jakości statków powietrznych oraz uzbrojenia lotniczego. Badaniom takim poddawane są (na podstawie norm i wymagań wojskowych) statki powietrzne oraz systemy uzbrojenia lotniczego, i to zarówno przed ich wprowadzeniem do eksploatacji, jak i w czasie długotrwałej (25–34-letniej) eksploatacji. Instytut prowadzi badania naukowe i prace rozwojowe w zakresie uzbrojenia bombardierskiego, uzbrojenia rakietowego, spłonek nakłuciowych, inicjujących działanie strzeleckich i artyleryjskich ładunków miotających oraz pironabojów w systemach awaryjnego opuszczania statków powietrznych. Wyniki prowadzonych prac badawczych zostały zaprezentowane w poszczególnych rozdziałach niniejszej monografii.

Autorom, którzy podjęli trud przygotowania rozdziałów, opiniodawcom prac, uczestnikom seminariów i dyskusji naukowych, którzy przyczynili się do pogłębienia treści merytorycznej oraz zespołowi Ośrodka Informacji Naukowej ITWL – redaktorzy naukowi tomu 11, kontynuujący ideę inicjatorów serii „Problemy badań i eksploatacji techniki lotniczej" – składają serdeczne podziękowania.

Andrzej ŻYLUK
Mariusz ZIEJA

PREFACE

The eleventh of the set of volumes under a common title 'The Problems of Studying. Testing and Operating Aeronautical System' is ready!

The goals for modern aviation are met by adequately sophisticated designs of very high-reliability factors that ensure the possibly highest level of flight safety, availability and operational readiness.

Each aircraft and air system is subject to three phases that include design, manufacturing and operation. The longest and the most expensive one is the third phase, that is operation. In that particular phase, we deal with aircraft and organization of operation processes which includes personnel, procedures, maintenance, operational-use dedicated methodologies, and tools. Nowadays, the practice of modernizing aircraft has become quite common.

The basic objective of AFIT is to provide scientific support to processes of aircraft operation, maintenance, and modernization of aircraft, mainly military aircraft. Optimization of such a process serves this purpose and is exemplified by developing new systems, or modernizing the existing systems, equipment, warfare agents, methods, technologies, programmes, procedures and research methodologies.

The efficiency of aircraft in air fight and combat of ground and water targets is defined, apart from its flight and tactical parameters, by its armament system. The diversity of targets and conditions of attacking them, as well as the susceptibility of targets to fire, resulted in the need to design and install different armaments (guns, rockets, bombs) on board of the aircraft. The characteristic feature of multi-purpose aircraft is the possibility to undersling and use different air-to-air and air-to-ground/water missiles in a single muzzle.

For many years, ITWL has been conducting research on the quality of aircraft and aviation weapons. Such tests (based on military standards and requirements) are applied to aircraft and air weapons systems, both before they are introduced into service and during their long-term (25–34 years) operation. The Institute conducts research and development works in the field of bombs, rockets and pierced primers that initiate the operation of shooting and artillery propelling charges, and explosive cartridges in emergency abandonment systems. The results of the conducted research are presented in individual chapters of this monograph. We sincerely thank the Authors, who have prepared the chapters, the Consultants for their opinions, the Participants in seminars and scientific discussions who contributed to the deepening of the substantive content, and the team of the Scientific Information Center of AFIT - scientific Editors of volume 11, who continue the idea of the initiators of the series 'The Problems of Studying. Testing and Operating Aeronautical System'.

Andrzej ŻYLUK
Mariusz ZIEJA

1

Wymagania dotyczące ćwiczebnych bomb kierowanych

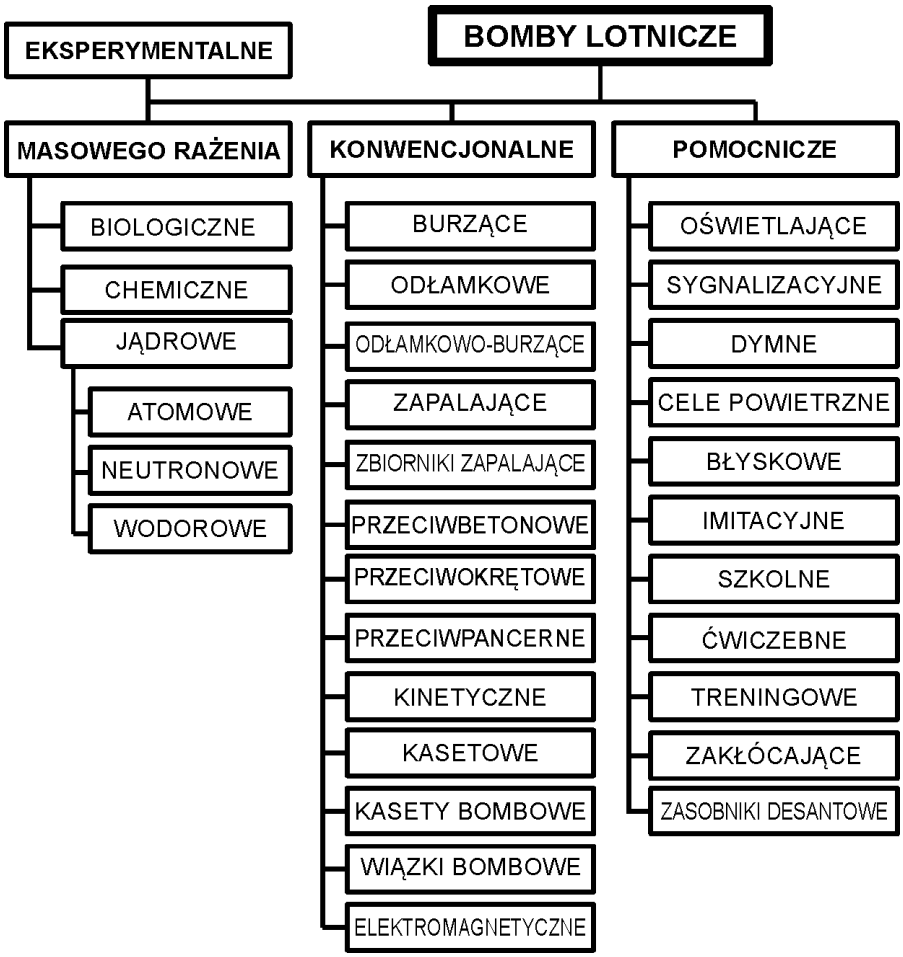
Grzegorz KOWALECZKO, Mariusz PIETRASZEK, Krzysztof GRAJEWSKI, Tomasz KLEMBA, Krzysztof SZYDERSKI, Ryszard URBANIAK

1.1. Wprowadzenie

Broń lotnicza jest częścią uzbrojenia lotniczego przeznaczoną do oddziaływania na obiekty przeciwnika. Nazwano tak wyposażenie bojowe statku powietrznego, obejmujące lotniczą broń lufową, rakietową i bombardierską, przeznaczone do rażenia określonych celów. W skład broni lotniczej wchodzą: lotnicze środki rażenia, stanowiska broni lotniczej, systemy nawigacyjno-celownicze oraz układy sterowania bronią lotniczą. Każdy rodzaj uzbrojenia odgrywa istotną rolę w określonych warunkach działań i dlatego współczesne samoloty są z reguły uzbrajane zarówno w pociski rakietowe, jak i w broń lufową oraz zamki do przenoszenia bomb. Uzbrojenie lotnicze jest jednym z głównych elementów stanowiących o wartości bojowej samolotów. Stosowana na Zachodzie ilorazowa formuła wartości bojowej samolotu przyjmuje, że skuteczność uzbrojenia występuje w czwartej potędze, podczas gdy inne parametry, jak manewrowość, stateczność i sterowność, tylko w pierwszej potędze [2]. Warto dodać, że współczynnik wyposażenia elektronicznego samolotu występuje w tej formule w trzeciej potędze. Takie zakwalifikowanie uzbrojenia lotniczego związane jest z dynamiką prowadzenia współczesnych działań bojowych oraz wymaganiami przyszłego pola walki. Warunki panujące na współczesnym teatrze działań wojennych zwiększają wymagania w stosunku do środków bojowych oraz sposobów ich zastosowania. Z analizy współczesnych konfliktów zbrojnych wynika, że sukcesywnie zmniejsza się liczba lotniczych środków rażenia potrzebnych do zniszczenia wybranych celów, na rzecz precyzyjnych środków rażenia, a tym samym liczba samolotów potrzebnych do wykonania określonych zadań. Uzbrojenie bombardierskie pozostaje najważniejszym środkiem rażenia lotnictwa bojowego, przeznaczonym do działań związanych z niszczeniem celów naziemnych. We wszystkich znanych dotąd operacjach lotniczych bomby były najczęściej stosowanym środkiem do atakowania celów naziemnych. W operacji „Pustynna Burza" tylko bomby niekierowane stanowiły 93% tonażu wszystkich użytych środków rażenia, zrzuconych przez samoloty koalicji [2]. Różnorodność zadań wykonywanych przez lotnictwo, rozwój techniki lotniczej, a zwłaszcza zwiększenie możliwości bojowych samolotu i ich wyposażenia oraz postęp w dziedzinie techniki uzbrojenia doprowadziły do

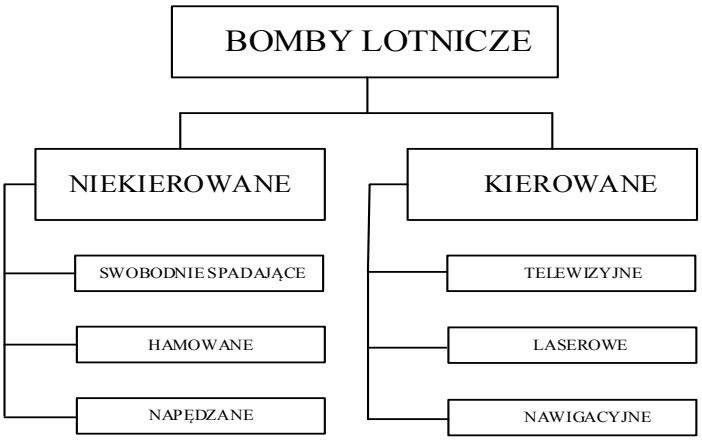
pojawienia się całej gamy nowych rodzajów bomb specjalnie przystosowanych do zwalczania określonych celów.

Bomby lotnicze możemy podzielić ze względu na ich przeznaczenie, sposób działania i sposób realizacji ruchu [4, 5]. Podstawowym, najczęściej używanym kryterium podziału bomb lotniczych jest klasyfikacja ze względu na przeznaczenie i sposób działania (rys. 1.1).



Rys. 1.1. Podział bomb lotniczych ze względu na przeznaczenie

Kolejne kryterium obejmuje sposób realizacji ruchu przez bombę (rys. 1.2):



Rys. 1.2. Klasyfikacja bomb lotniczych ze względu na sposób realizacji ruchu [8]

Istotną kategorię stanowią bomby kierowane, które powoli stają się głównym lotniczym środkiem używanym do rażenia celów, głównie naziemnych. Dynamiczny rozwój lotniczego uzbrojenia kierowanego spowodowany został zwiększeniem wymagań taktycznych współczesnego pola walki. Na współczesnym teatrze działań niezbędne stały się środki bojowe precyzyjnego rażenia. Zapewniają one m.in.: rażenie celów ze zminimalizowaniem strat wśród ludności cywilnej, zmniejszenie kosztów prowadzenia konfliktu zbrojnego, zwiększenie bezpieczeństwa własnych statków powietrznych i ich załóg.

Historia bomb korygowanych sięga okresu międzywojennego XX wieku. W czasie II wojny światowej spektakularnym użyciem bomb korygowanych zasłynęła operacja lotnicza Luftwaffe, w wyniku której uszkodzono kilka okrętów floty alianckiej biorących udział w inwazji na Sycylię. W kolejnych latach nastąpił dynamiczny rozwój lotniczej broni precyzyjnego rażenia. Potwierdziła ona swoją skuteczność w działaniach lotniczych prowadzonych przez koalicję antyterrorystyczną na terenie Bliskiego Wschodu i wytyczyła ona kierunek zastosowania bomb kierowanych do niszczenia celów przeciwnika. Zrzucano je z samolotów, jak i platform bezzałogowych. W ostatnim konflikcie zbrojnym prowadzonym na terenie Syrii lotnictwo rosyjskie dokonało wielu nalotów z użyciem kierowanych bomb KAB-250 i KAB-500. Naloty te potwierdziły zasadność zastosowania uzbrojenia kierowanego do niszczenia wyselekcjonowanych celów naziemnych, bomby osiągnęły skuteczność trafienia na poziomie 5 m dla bomby KAB-500 o wagomiarze[1] 500 kg i 3÷5 m dla bomby KAB-250 (wagomiar 250 kg) [9]. Takie działania lotnictwa rosyjskiego potwierdzają światową tendencję rozwoju precyzyjnych środków rażenia.

[1] **Wagomiar –** jest podstawową charakterystyką określającą masę bomby, wyrażony jest w mierze metrycznej w kilogramach, a w krajach anglosaskich w funtach. Współczesne lotnicze środki rażenia mieszczą się w przedziale od 0,5 do 250 i więcej kg. Bomby o wagomiarze od 0,5 do 25 kg nazywa się bombami małego wagomiaru.

1.2. Specyfika użycia bomb lotniczych

Wszystkie rodzaje bomb niekierowanych, a także niektóre bomby kierowane, zrzucane są sposobem balistycznym. Bombardowanie balistyczne wymaga wprowadzenia algorytmów umożliwiających wyliczenie trajektorii lotu bomby w oparciu o rozwiązania równań różniczkowych. W praktyce stosuje się różne algorytmy obliczeniowe do wyznaczania balistycznych parametrów trajektorii lotu bomby na podstawie jej charakterystyk masowych i aerodynamicznych oraz parametrów lotu w chwili zrzutu. Ich zróżnicowanie wynika m.in. z różnych metod numerycznego rozwiązywania równań różniczkowych (całkowanie metodą Eulera, Rungego-Kutty, Adamsa itp.), a także przyjętych uproszczeń, danych gabarytowo-masowych bomby oraz czasu charakterystycznego bomby do układu celowniczo-nawigacyjnego nosiciela [8]. Proces prawidłowego zrzutu bomby polega na rozpoznaniu atakowanego celu przez pilota lub operatora uzbrojenia i naprowadzeniu znacznika celu umiejscowionego na celowniku na atakowany cel poprzez manewr samolotem. W wyniku manewru wektor prędkości podróżnej samolotu pokrywa się z kierunkiem na cel. W czasie zbliżania się do celu układ celowniczo-nawigacyjny wylicza poziomą odległość do niego D_{xSC}. System nawigacyjno-celowniczy (SNC) odległość tę wylicza z zależności:

$$D_{xSC} = \frac{Y_{gS}}{tg\vartheta_{SC}} = D_{SC}cos\vartheta_{SC} \tag{1.1}$$

gdzie:

- D_{xSC} – pozioma odległość do celu;
- Y_{gS} – wskazania wysokości radiowysokościomierza, podawane z pokładu nosiciela;
- ϑ_{SC} – kąt wizowania względem horyzontu, wypracowywany przez nosiciela;
- D_{SC} – odległość od celu (w literaturze występuje także jako nachylona odległość do celu). Odległość nachylona określana może być bezpośrednio za pomocą dalmierza laserowego lub obliczana metodą wysokościowo-kątową na podstawie wskazań radiowysokościomierza Y_{gS} i kąta wizowania celu ϑ_{SC}, przy czym z uwagi na większą dokładność pomiar odległości dalmierzem laserowym jest wariantem priorytetowym.

Jednocześnie z wyliczaniem D_{xSC} w procesie zbliżania się samolotu do celu, obliczane jest spodziewane położenie punktu upadku bomby, jej zasięg balistyczny A_B i czas balistycznego spadania T_B. Sygnał do zrzutu bomby wypracowany jest w chwili spełnienia warunku $D_{xSC} = A_B$, tzn. bieżąca pozioma odległość do celu równa jest z wyliczonym balistycznym zasięgiem bomby dla bieżących parametrów lotu samolotu. Algorytm balistycznego bombardowania polega na określeniu tego jedynego punktu na trajektorii lotu samolotu, w którym zrzut bomby spowoduje, że trajektoria lotu bomby zakończy się w miejscu położenia atakowanego celu [2].

Uzyskanie pożądanego efektu w schemacie bombardowania balistycznego zależy od dokładności celowania, tzn. prawidłowego pokrycia celu przez znacznik celownika, błędów pomiarowych nadajników pokładowych, stanu atmosfery w momencie lotu bomby, dokład-

ności obliczeń, rozbieżnością nominalnych charakterystyk bomby wprowadzonych do SNC w stosunku do rzeczywistych.

Bomby kierowane niewyposażone w satelitarne i inercjalne układy naprowadzania zrzucane są sposobem balistycznym z zachowaniem wysokości prędkości kąta i kierunku zrzutu na cel. System naprowadzania takiej bomby pozwala na rozszerzenie dozwolonej strefy zrzutu. Statki powietrzne wyposażone w bomby kierowane z zabudowanymi satelitarnymi i nawigacyjnymi układami kierowanymi, do których wprowadza się przed wylotem lub podczas wykonywanego zadania współrzędne geocentryczne atakowanego celu, pozwalają na bombardowanie z rozszerzonej strefy dozwolonych zrzutów. Załoga ma możliwość podjęcia decyzji, w którym momencie lotu dokona zrzutu, a kombinowane systemy naprowadzania, tzn. wykorzystanie na etapie dolotu bomby do celu systemu GPS i/lub INS i drugiego systemu w rejonie celu (np. naprowadzania laserowego lub telewizyjnego), pozwalają na precyzyjne trafienie w cel.

Wiążący się z takim sposobem zrzutu wzrost taktycznej elastyczności nosiciela, zmniejsza ryzyko jego zestrzelania, a zarazem zwiększa prawdopodobieństwo porażenia atakowanego celu. Ze wzrostem maksymalnej dozwolonej odległości zrzutu oraz rozszerzeniem bocznych granic dozwolonych zrzutów (tzw. rekursów) wzrasta bezpieczeństwo nosiciela, gdyż oddala się zagrożenie przeciwdziałania środków naziemnej obrony przeciwlotniczej przeciwnika. Możliwe jest również wykonywanie odpowiednich manewrów unikowych po zrzucie bomby. W konsekwencji powoduje to wzrost efektywności bojowej uzbrojenia. Zwiększenie zakresu dozwolonych odległości zrzutu pozwala na użycie w jednym zajściu większej liczby bomb. Umożliwia to zniszczenie kilku celów rozmieszczonych w bombardowanym rejonie lub rażenie jednego celu kilkoma bombami. Ponadto, podczas operacyjnego poszukiwania i rozpoznania (prowadzonego przez pilota) dobrze zamaskowanego celu lub grupy celów, po wykryciu z odległości $D_{xSC} = A_B$ balistyczny sposób zrzutu nie może być zastosowany, co z kolei powoduje konieczność wykonania powtórnego zajścia na cel. W przypadku bombardowania bombami kierowanymi, strefy dozwolonych zrzutów zwiększają się i istnieje możliwość przeprowadzenia ataku w pierwszym zajściu.

1.3. Systemy naprowadzania lotniczych środków bojowych

Systemy kierowania precyzyjnych środków rażenia (PŚR) dzielimy na programowane układy naprowadzania i układy otrzymujące sygnał od celu [4]. Ze względu na stopień automatyzacji wyróżniamy systemy kierowania automatyczne i półautomatyczne. Środki rażenia z zabudowanymi układami samonaprowadzania dzielimy na [1, 4]:

- pasywne (podczerwone, radiolokacyjne, optoelektroniczne);
- półaktywne (radiolokacyjne, laserowe);
- aktywne (radiolokacyjne).

Stan aktualny i rozwój systemów naprowadzania uwarunkowany jest wieloma czynnikami. Jednym z zasadniczych czynników stymulujących ich rozwój jest dążenie do zapewnienia efektywnego działania, a zarazem pozbawionego nadmiernego ryzyka. Podstawową cechą obecnie prowadzonych działań jest precyzyjny i skuteczny atak na dokładnie wyselekcjonowane cele, spoza zasięgu obrony przeciwlotniczej przeciwnika (ang. *stand-off*

operation) i bez względu na warunki atmosferyczne czy porę dnia. Realizowane jest to w większości przypadków z użyciem systemu naprowadzania znajdującego się w środku bojowym.

1.3.1. Półaktywny system laserowy (*Semi-Active Laser*)

Technika naprowadzania z wykorzystaniem półaktywnego systemu laserowego (ang. SAL – *Semi-Active Laser*) łączy wysoką precyzję z zaletami wykorzystania wyszkolonego personelu obsługującego systemy naprowadzania precyzyjnych środków rażenia (operatorzy uzbrojenia) w procesie sterowania.

Czujniki uzbrojenia wykorzystują SAL do wykrycia zakodowanej plamki laserowej, która jest tworzona przez oświetlenie urządzeniem wskazującym cel. Plamka laserowa wskazuje cel ataku podczas całego procesu naprowadzania środka bojowego. Koordynacja procesu naprowadzania jest osiągana z prędkością światła (promieniowania laserowego), bez konieczności podatnego na błędy procesu przesyłania danych zawierających współrzędne celu.

Laserowe systemy mogą być skutecznie wykorzystane także w terenie zurbanizowanym. Konieczne jest jednak zapewnienie stałej linii widzenia pomiędzy celem, urządzeniem wskazywania celu i uzbrojeniem. Do wskazywania celu mogą być wykorzystane urządzenia naziemne oraz powietrzne. Podczas stosowania laserowego systemu naprowadzania konieczne jest zapewnienie wzajemnej widoczności oraz uzgodnienie stosowanych kodów przed misją. Efektywność użycia systemów uzbrojenia sterowanych laserowo jest silnie zależna od warunków atmosferycznych, widzialności (chmury, dymy itp.) [2].

1.3.2. System GPS/INS

Systemy naprowadzania wykorzystujące Satelitarny System Nawigacyjny i inercjalny układ sterowania w skrócie GPS/INS są relatywnie tanimi systemami precyzyjnego celowania należącymi do klasy autonomicznych układów kierowania. Są to rozwiązania bardzo efektywne w przypadku atakowania celów stacjonarnych lub mobilnych, dla których można przyjmować, że ich położenie nie zmieni się w czasie niezbędnym do zaplanowania i wykonania ataku.

System sterowania wykorzystuje wielokanałowy odbiornik GPS oraz moduł inercjalny INS (ang. *Inertial Navigation System*), które nadzorują położenie geograficzne oraz orientację przestrzenną systemu uderzeniowego, tak aby wypracować dane do wyznaczenia trajektorii lotu gwarantującej dokładne uderzenie w cel. INS określa w sposób autonomiczny bieżące parametry lotu z dokładnością do kilkudziesięciu metrów i jest odporny na zakłócania, natomiast odbiornik GPS aktualizuje je z dokładnością do kilku metrów.

Głównym zadaniem odbiornika systemu GPS jest ustalenie pozycji obiektu z wykorzystaniem co najmniej czterech sztucznych satelitów Ziemi. Są to odbiorniki wielokanałowe umożliwiające jednoczesną rejestrację sygnałów pochodzenia nawet od 12 satelitów. W tanich beznapędowych systemach uzbrojenia, np. JDAM, system sterowania koryguje

balistyczny tor lotu środka bojowego tak, aby trafił w zamierzony cel, którego współrzędne zostały wprowadzone przed zrzutem uzbrojenia.

Współrzędne celu są wprowadzane do systemu sterowania środka bojowego przed lotem lub przekazane przed zrzutem z pokładowego systemu sterowania uzbrojeniem poprzez szynę danych MIL-1760, wykorzystując uaktualnione dane z systemu pokładowego lub zewnętrznego systemu lokacji celów. Nowoczesne wskaźniki-oświetlacze laserowe celu czy radarowe systemy obserwacji terenu (SAR) mają możliwość automatycznego wyznaczania współrzędnych celów ze zobrazowań, jakie są przez te systemy generowane.

Systemy GPS są odporne na wpływ warunków pogodowych, maskowanie celu, mniej natomiast na zakłócenia naturalne (promieniowanie kosmiczne, zaburzenia na słońcu) i walkę radioelektroniczną. Systemy uzbrojenia ostatniej generacji są bardziej odporne na zakłócanie systemu GPS poprzez stosowanie modułów GPSAJ. Systemy uzbrojenia wykorzystujące standardowe odbiorniki mają ograniczoną dokładność trafienia do kilkunastu metrów i mogą być stosowane do zwalczania obiektów stacjonarnych. Sygnał systemu GPS w pobliżu powierzchni Ziemi jest ekstremalnie słaby i podatny na zakłócenia przez zamierzoną walkę radioelektroniczną, jak i przypadkowe zakłócenia – szumy elektromagnetyczne [2].

1.3.3. Systemy telewizyjne i termowizyjne (TV i IR)

Kamery telewizyjne TV, na podczerwień IR (*infrared*) i inne sensory zobrazowania w paśmie widzialnym i podczerwonym były wykorzystywane w precyzyjnych systemach naprowadzania uzbrojenia już od 1970 r. Takie systemy naprowadzania stosowane były w uzbrojeniu o relatywnie małym zasięgu, takim jak lotnicze pociski rakietowe Maverick (pierwszej generacji), bomby naprowadzane telewizyjnie (również pierwszej generacji) czy w pociskach uderzeniowych średniego zasięgu takich jak Hale Lite i SLAM. Wprowadzenie wydajniejszych sensorów telewizyjnych, termalnych (macierzy CCD) oraz procesorów sygnałowych umożliwiło budowę i stosowanie autonomicznych rakiet przeciwpancernych typu „odpal i zapomnij" (ang. *fire and forget*), a także bomb kierowanych z TV głowicą samonaprowadzania i bezprzewodowym układem przekazywania komend typu Data Link.

Optoelektroniczne sensory umożliwiają bardzo ważne funkcje, które stają się niezbędne na współczesnym polu walki, takie jak ręczna (operator uzbrojenia) lub automatyczna identyfikacja celu, zwalczanie celów ruchomych i wybór celu ataku podczas lotu środka bojowego nawet dla autonomicznych systemów uzbrojenia poprzez użycie rozpoznania i śledzenia celu (ATA/ATR) oraz umożliwiają pewną ocenę zniszczeń na polu walki, czego nie umożliwiają systemy oparte na GPS, SAL lub sterowane radarem [2].

1.3.4. System z aktywnym radarem z falą milimetrową (MMW Radar)

W czasie lotu środka bojowego z MMW Radar we wcześniej zdefiniowanym punkcie trajektorii lotu, gdzie jest przewidywana możliwość widoczności celu, uruchamiany jest radar w trybie przeszukiwania, który nakierowuje się na sygnał odpowiadający spodziewanemu celowi. Sygnał taki może być silniejszy niż sygnały od innych obiektów lub mieć specyficzną sygnaturę. Rakieta z radarowym system naprowadzania jest podatna na przeciwdziałanie

atakowanego. Stąd też czasami niezbędna jest interwencja człowieka na etapie weryfikacji celu. Inne zastosowania dużo mniejszych radarowych systemów naprowadzania wykorzystują radary pracujące na falach milimetrowych do lokalizacji, klasyfikacji, identyfikacji, wykrywania pojazdów opancerzonych i innych celów o wysokim priorytecie. Wykorzystanie takich radarów zapewnia wysoką rozróżnialność, zdolność operowania w dowolnych warunkach atmosferycznych oraz odporność na aktualnie stosowane przez pojazdy opancerzone konwencjonalne systemy przeciwdziałania [2].

1.3.5. System naprowadzania wykorzystujący radar laserowy (LADAR)

Radar laserowy (ang. LADAR – *Laser Detection And Ranging*) wykorzystuje wiązki laserowe do przeszukiwania i przetwarzania sygnału echa od celów, tak aby stworzyć wirtualny obraz terenu. Procesor LADAR-u wyszukuje znane wzorce w uzyskiwanych obrazach. Porównuje on te obrazy z trójwymiarowymi wzorcami celów przechowywanymi w pamięci systemu uzbrojenia.

Dzięki zdolności do przeszukiwania dużego obszaru z dużą rozróżnialnością i możliwości budowania szczegółowego obrazu rozpoznawanego terenu, czujniki LADAR-owe są stosowane w systemach patrolujących ponad terenem, które mogą patrzeć na cele z różnych kątów, weryfikując identyfikację celu i wybierając najlepszą pozycję do ataku, tak aby uzyskać zakładany efekt.

Głowica przeszukująca radaru laserowego może wykryć obiekty i identyfikować ich specyficzne właściwości z rozróżnialnością do 15 cm (z odległości 1000 m).

Algorytm automatycznego przechwytywania celu ciągle przetwarza zobrazowania, opierając się na trójwymiarowych wzorcach załadowanych do pamięci przed misją. Proces ten określa, czy priorytetowe cele znajdują się na przeszukiwanym obszarze, i gdy wykryje ich obecność, nosiciel rozpoczyna krążenie nad spodziewanym celem, aby zebrać większą ilość danych. Uzyskane trójwymiarowe zobrazowanie celu może posłużyć zarówno do wykluczenia, jak i potwierdzenia obecności celu. Jeżeli cel jest potwierdzony i przeznaczony do ataku, wtedy system uzbrojenia ustawia się w pozycji bojowej i nakierowuje na taki punkt celu, który gwarantuje największą skuteczność ataku [2].

1.3.6. System wykorzystujący cyfrowe przetwarzanie obrazu (*Scene Matching, Terrain Mapping*)

Taka technika naprowadzania wykorzystywana jest głównie na końcowych (terminalnych) fazach lotu środka bojowego, gdzie istnieje potrzeba rozpoznania i identyfikacji celu. Może być również stosowana do zapewnienia autonomicznej nawigacji nad terenem, dla którego tworzone są dokładne mapy.

Sensor przeszukuje teren, identyfikując charakterystyczne obiekty wykorzystywane jako pomoce nawigacyjne, zapewniając bądź precyzyjne zidentyfikowanie celu, bądź uaktualnienia orientacji i nawigacji trasy dolotowej do celu.

Technika ta opiera się na wielu punktach orientacyjnych i trójwymiarowym obrazie obiektów i jest ona bardzo odporna na zakłócenia i zakłócanie przez przeciwnika.

Metoda naprowadzania z wykorzystaniem mapowania terenu jest przede wszystkim wykorzystywana do nawigacji w środkowej fazie lotu, tj. dolotu do strefy ataku (tzw. korelacyjne układy nawigacji). System poszukuje znanych konturów gruntu (rzeźby terenu), porównuje je z danymi zawartymi w mapie cyfrowej przechowywanej w komputerze misji systemu uzbrojenia i koryguje trasę lotu w kierunku celu. Metoda ta jest szczególnie efektywna w terenie urozmaiconym, gdzie naturalne ukształtowanie terenu lub zbudowane przez człowieka drogi, budynki, kanały itp. mogą być wykorzystywane do orientacji [2].

1.3.7. Porównanie systemów naprowadzania

W tabeli 1.1 przedstawiono podstawowe cechy (wady i zalety) zaprezentowanych powyżej systemów naprowadzania stosowanych w lotniczych środkach bojowych precyzyjnego zrzutu. Analiza porównawcza wykazuje, że nie ma idealnego rozwiązania, dlatego we współczesnych precyzyjnych środkach bojowych stosowane są kombinacje kilku systemów. Do nawigacji po trasie, na etapie dolotu do strefy ataku stosowane są np. systemy GPS/INS jako autonomiczne, pasywne i niewrażliwe na warunki atmosferyczne. W końcowej fazie lotu środka bojowego do korekcji, selekcji stosowany jest system optoelektroniczny (kamera telewizyjna, termowizyjna itp., LADAR). Ostatnie prace rozwojowe idą w kierunku łączenia różnych systemów naprowadzania [2, 4, 5, 8].

Tabela 1.1

Porównanie systemów naprowadzania lotniczych środków bojowych precyzyjnego rażenia

Lp.	System naprowadzania	Zalety	Wady
1	GPS/INS	- autonomiczny - pasywny - niewrażliwy na warunki meteorologiczne - niska cena	- podatny na zakłócenia i WRE - brak możliwości selekcji i wyboru celu po zrzucie - tylko do celów stacjonarnych
2	*Semi-Active Laser*	- półautonomiczny - możliwość ataku celów ruchomych	- wrażliwy na warunki meteorologiczne i walkę radioelektroniczną - konieczność podświetlenia celu
3	TV i IR	- pół- lub autonomiczny - pasywny - zdolność do wyboru i selekcji celu ataku - możliwość ataku celów ruchomych - odporny na zakłócenia	- ograniczony zasięg - problem z transmisją danych
4	Radar/MMW Radar	- autonomiczny - aktywne naprowadzanie - odporny na warunki meteo - możliwość zmiany i wyboru celu ataku - możliwość ataku celów ruchomych	- wysoka cena
5	LADAR	jak wyżej	jak wyżej
6	*Scene Matching*	- autonomiczny - pasywny - odporny na zakłócenia	- wymaga map terenu - wymaga obrazu celu - tylko do celów stacjonarnych
7	*Terrain Mapping*	- autonomiczny - odporny na zakłócenia	- wymaga map terenu - tylko do celów stacjonarnych

1.4. Metody sterowania lotniczymi środkami bojowymi

1.4.1. Sterowanie aerodynamiczne

Podstawą działania sterów aerodynamicznych są siły i momenty aerodynamiczne powstałe na skutek zmiany położenia powierzchni sterowych względem prędkości oporu. Poprzez celowy ruch powierzchni sterowych, układ sterowania wywołuje powstanie momentów sił aerodynamicznych wokół środka masy obiektu. Efektem tego jest zmiana położenia obiektu oraz zmiana obciążeń aerodynamicznych oddziałujących na obiekt, co w efekcie powoduje zmianę jego wektora prędkości lotu [3].

Rozwiązania takie charakteryzują się dużym opóźnieniem między wypracowanym sygnałem sterującym a odpowiedzią całego obiektu. Może to być wada w przypadku precyzyjnego naprowadzania obiektu na cel w krótkim czasie (np. mała wysokość zrzutu, mała odległość do celu), gdy wymagana jest szybka reakcja obiektu na sygnały sterujące. Zaletą tego systemu jest możliwość naprowadzania obiektów stabilizowanych za pomocą stabilizatorów lub stabilizowanych obrotowo. Systemy te pozwalają na zastosowanie różnorodnych mechanizmów wykonawczych zasilanych energią elektryczną lub serw gazodynamicznych. Metoda sterowania aerodynamicznego pozwala na długotrwałą pracę układu i dobór wielkości sił i momentów oddziaływających na obiekt poprzez zmianę kąta wychylenia sterów.

1.4.2. Sterowanie gazodynamiczne

Podstawą działania sterów gazodynamicznych jest siła reakcji (ciągu), która powstaje na skutek wypływu gazów uzyskanych w wyniku spalania paliw w komorach silników.

Rozwiązanie to pozwala na szybką reakcję obiektu na powstałe siły wywołujące obrót obiektu wokół środka masy. Skuteczność działania sterów gazodynamicznych nie zależy wprost od gęstości powietrza i prędkości lotu. Jest to ich zaletą w porównaniu do sterów aerodynamicznych. Mankamentem tego rozwiązania jest ograniczony czas działania (ilością zgromadzonego gazu przeznaczonego do sterowania), co znacznie wpływa na zasięg obiektu. Sterowanie gazodynamiczne może być zastosowane do obiektów stabilizowanych obrotowo, jak i za pomocą stabilizatorów [3].

1.4.3. Sterowanie impulsowe

Zasada impulsowej korekcji toru lotu polega na krótkotrwałym przyłożeniu siły o określonej wartości, wywołanej ukierunkowanym strumieniem gazów, w odpowiedni punkt sterowanego obiektu. Taki sposób sterowania realizowany jest na dwa sposoby.

Pierwszym sposobem jest umieszczenie silnika na paliwo ciekłe z dyszami rozmieszczonymi wokół środka ciężkości prostopadle do osi głównej symetrii obiektu sterowanego. Złożoność tego systemu oraz duży koszt związany z budową wyklucza zastosowanie silnika na paliwo ciekłe z układem wykonawczym w bombach o małym wagomiarze i pociskach artyleryjskich.

Drugim sposobem sterowania impulsowego jest rozmieszczenie na obwodzie obiektu sterowanego jednorazowych rakietowych silniczków korekcyjnych. W tym układzie stosuje się zestaw niewielkich silniczków impulsowych na paliwo stałe. Każdy z silniczków może być uruchomiony oddzielnie i tylko raz. W obu tych systemach siła oddziałuje prostopadle do głównej osi symetrii sterowanego obiektu. Sterowane w ten sposób mogą być tylko obiekty osiowo symetryczne. Siła ciągu silnika korekcyjnego zarówno w pierwszej, jak i drugiej metodzie powoduje zmianę wektora prędkości lotu obiektu co do kierunku i wartości, a więc również toru lotu.

Zaletą pierwszego rozwiązania jest możliwość długotrwałej pracy oraz regulacji wielkości impulsu sterującego. Zaletą drugiego systemu jest bardzo prosty układ wykonawczy oraz możliwość zastosowania w mniejszych obiektach sterowanych, takich jak bomby i pociski artyleryjskie. Wadą sterowania impulsowego jest możliwość zamontowania tylko w obiektach stabilizowanych obrotowo. Bardzo dużą zaletą systemów sterowania impulsami jest natychmiastowe oddziaływanie sił sterujących na sterowany obiekt. Zastosowanie pojedynczych silników korekcyjnych pozwala na wykonanie takiej liczby manewrów obiektu, ile jest zabudowanych silniczków na obwodzie sterowanego obiektu. W założeniach przedstawionych w literaturze liczba silników potrzebnych do naprowadzenia obiektu na cel wynosi od 12 do 20 sztuk. Czas reakcji obiektu na sygnały jest o jeden do dwóch rzędów krótszy niż w przypadku sterowania innego niż bezpośrednie [2, 3].

W tabeli 1.2 zestawiono wady i zalety przedstawionych powyżej systemów sterowania.

Tabela 1.2

Porównanie systemów sterowania kierowanych środków bojowych

Lp.	System sterowania	Zalety	Wady
1	Aerodynamiczny	- proste rozwiązania techniczne - duża różnorodność mechanizmów wykonawczych - długi czas pracy systemu na torze lotu - możliwość zastosowania w obiektach stabilizowanych obrotowo i stabilizatorami - możliwość zastosowania w obiektach naprowadzanych na płaskim torze lotu - możliwość doboru siły działającej na powierzchnie aerodynamiczne - niska cena	- długi czas reakcji obiektu sterowanego po otrzymaniu sygnału sterującego - mała efektywność sterowania obiektów o dużej prędkości i na krótkich odcinkach lotu
2	Gazodynamiczny	- szybki czas reakcji obiektu na sygnał sterujących - możliwość zastosowania do obiektów stabilizowanych obrotowo lub stabilizatorami	- skomplikowana konstrukcja - ograniczony czas pracy układu na torze lotu
3	Impulsowy	- najszybszy czas działania obiektu na sygnał sterujących - prosta konstrukcja - duża manewrowość sterowanego obiektu	- ograniczony zasięg sterowanego toru lotu obiektu przy zastosowaniu silniczków korekcyjnych - obiekty sterowane muszą być stabilizowane obrotowo i mieć konstrukcję osiowo symetryczną - bardzo mała efektywność systemu naprowadzania na torach lotu mniejszych niż Θ 45°

1.5. Wymagania dotyczące współczesnych bomb kierowanych

Współczesne bomby charakteryzują się starannym opracowaniem aerodynamicznym, są silnie wydłużone (smukłe) i posiadają stabilizatory. Do bomb ogólnego przeznaczenia stosuje się z reguły dwa zapalniki (czołowy i denny). Sposób ich działania zależy od potrzeb. Dzielimy je na zapalniki uderzeniowe natychmiastowego działania, ze zwłoką lub zbliżeniowe. Współczesne środki bojowe konstruowane są z wykorzystaniem zasad modułowości i unifikacji [2, 4]. Modułowość oznacza tworzenie wymiennych (na etapie produkcji lub/i w procesie eksploatacji) zespołów lub części składających się na złożony system (wyrób), połączonych razem w celu wykonywania założonych zadań, używając do tego pewnych wspólnych elementów i interfejsów. Połączenie modułowości w budowie lotniczych środków bojowych (lśb), w tym i bomb kierowanych, z zasadami unifikacji na poziomie poszczególnych modułów niesie za sobą konkretne korzyści, z których najważniejsze to:

- zmniejszenie różnorodności wyrobów poprzez ujednolicenie ich cech, np. konstrukcji, kształtu, wymiarów, parametrów jakościowych, cech użytkowych;
- skrócenie procesu konstruowania;
- obniżenie kosztów na etapie badań i produkcji;
- uproszczenie procesów produkcyjnych;
- zapewnienie specjalizacji i koncentracji produkcji;
- ułatwienie modernizacji w czasie eksploatacji;
- zwiększenie elastyczności w zakresie zdolności operacyjnych poprzez możliwość zamiany modułów.

Dodatkowo wymagania stawiane współczesnym lotniczym bombom kierowanym mają wieloaspektowy charakter i wiążą się z:

- poszerzeniem możliwości zastosowania (dot. warunków pogodowych i pory dnia);
- zwiększeniem zakresu taktycznych parametrów użycia, w tym głównie donośności, wysokości, prędkości i kątów zrzutu;
- zwiększeniem precyzji, dokładności trafienia;
- zwiększeniem efektywności rażenia celu;
- zmniejszeniem kosztów;
- uwzględnieniem wielu czynników o charakterze taktyczno-technicznym, dotychczas nie branych pod uwagę.

1.6. Wymagania stawiane w procesie projektowania konstrukcji i eksploatacji ćwiczebnych bomb kierowanych

Kierowane bomby ćwiczebne, tak samo jak ich odpowiedniki bojowe, podwieszane są na węzłach przeznaczonych do przenoszenia bojowego uzbrojenia bombardierskiego. Konstrukcja i sposób obsługi bomb ćwiczebnych pozwalają na wykształcenie takich samych jak przy uzbrojeniu bojowym nawyków wśród personelu technicznego i latającego. Ponadto współczesne lotnicze kierowane bomby ćwiczebne cechują się:

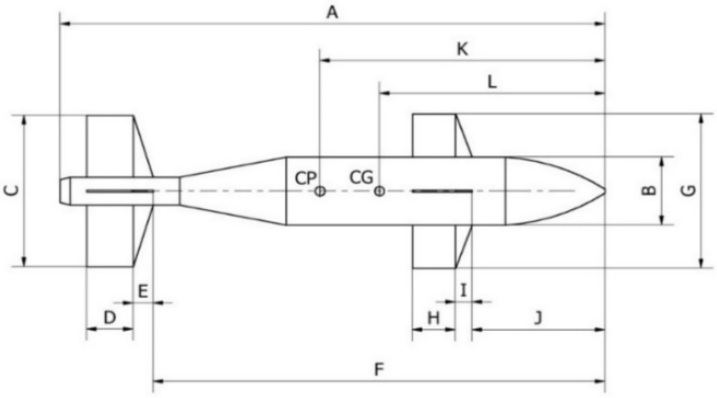
- dużą celnością;
- uproszczoną konstrukcją, mniejszą masą i wymiarami, co efektywnie zmniejsza koszty przechowywania i produkcji;
- modułową konstrukcją bomby umożliwiającą zastosowanie systemu naprowadzania i sterowania z bomby bojowej;
- zredukowanym ładunkiem wybuchowym lub jego brakiem, wyeliminowaniem zapalników stosowanych w bombach bojowych, co przekłada się na poprawę bezpieczeństwa w procesie szkolenia;
- możliwością podwieszenia większej liczby bomb pod nosicielami, co pozwala na zredukowanie kosztów szkolenia (większa liczba zrzutów szkolnych w jednym wylocie);
- zmniejszeniem strat i ograniczenie negatywnego wpływu na środowisko naturalne w przypadku nietrafienia w cel;
- zastosowanie do budowy bomb tworzyw sztucznych w celu zminimalizowania zniszczeń i skażenia obiektów po aktywacji ładunku;
- kształtem bomby, który minimalizuje ryzyko rykoszetowania.

1.7. Lotnicza ćwiczebna bomba kierowana małego wagomiaru LBĆw-K

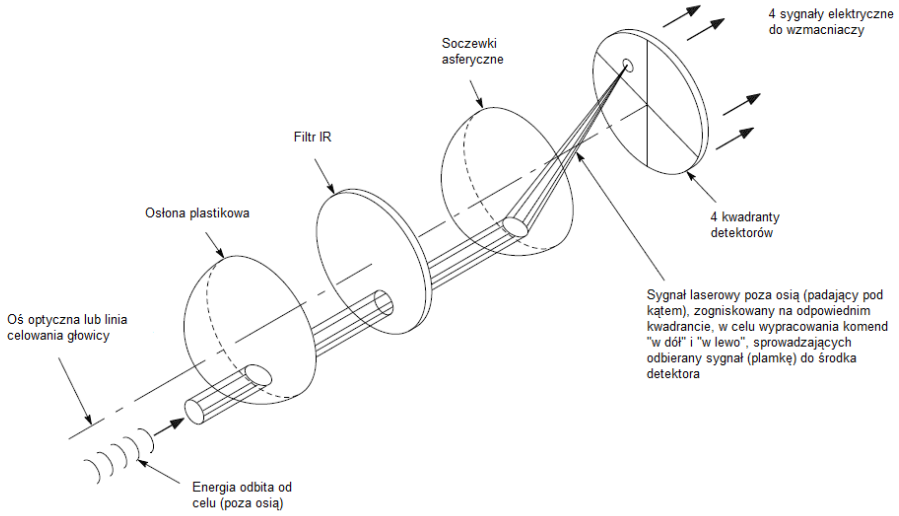
Biorąc pod uwagę powyższe wymagania, opracowano wstępny projekt lotniczej ćwiczebnej bomby kierowanej [6, 8]. Zaprojektowana została na bazie używanej przez Siły Powietrzne RP lotniczej bomby ćwiczebnej małego wagomiaru LBĆw-10. Ćwiczebną bombę zakwalifikowano pod względem przeznaczenia do grupy bomb pomocniczych, a pod względem realizacji ruchu jako bombę lotniczą kierowaną. Sposób uzbrajania nosiciela w LBĆw-K, trajektoria lotu, zrzut bomby oraz sposób naprowadzania na wskazany cel są takie same jak dla bomb kierowanych używanych w SZRP. Uwzględniając wymiary bomby LBĆw-10, powstała bomba kierowana w układzie aerodynamicznym typu „kaczka", na rys. 1.3 przedstawiono ogólny jej widok.

Półaktywny laserowy system naprowadzania zaprojektowano w oparciu o zabudowany na bombach kierowanych używanych w polskim wojsku, który jest kompatybilny z laserowymi oświetlaczami celu GLTD-II. Zespół detekcyjno-wykonawczy składa się

z bloku detektorów laserowych (rys. 1.4), bloku logicznego (rys. 1.5) oraz bloku wykonawczego. Blok detektorów wykrywa odbitą od celu energię laserową i przekształca ją na sygnały elektryczne, natomiast blok logiczny obrabia te sygnały i wypracowuje stosowne komendy sterujące, które są przesyłane do bloku wykonawczego, który wychyla powierzchnie sterowe za pomocą silników elektrycznych (elektroserwa). Zastosowany system naprowadzania pozwala na rozbudowę bomby o kolejne moduły, takie jak GPS, INS.



Rys. 1.3. Podstawowe wymiary bomby ćwiczebnej z korekcją lotu [8]

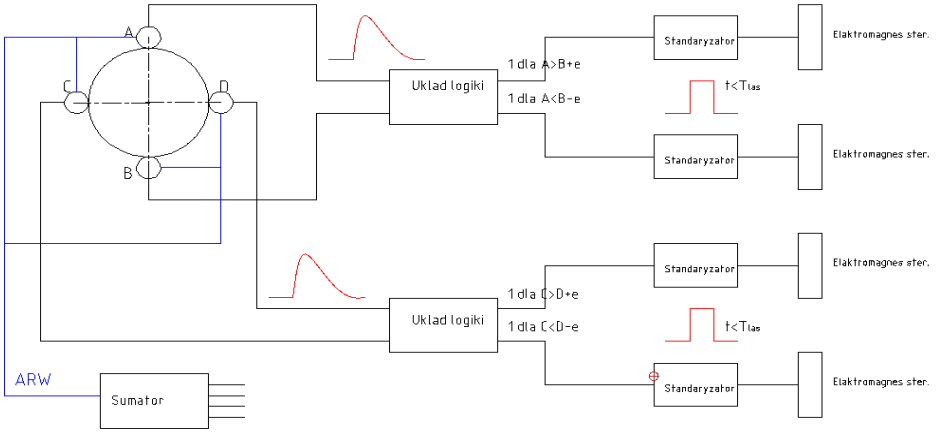


Rys. 1.4. Budowa bloku detektorów

Zrzut ćwiczebnej bomby kierowanej następuje sposobem balistycznym z rozszerzonej strefy dozwolonych zrzutów. Trajektorię lotu bomby ćwiczebnej od zejścia do momentu uderzenia można podzielić na trzy fazy: lotu balistycznego, przejściową oraz końcową [8].

Faza lotu balistycznego występuje pomiędzy zejściem LBĆw-K a punktem, gdzie bomba zaczyna odbierać odbite promieniowanie laserowe. W tej fazie charakterystyki balistyczne LBĆw-K są bardzo zbliżone do charakterystyk klasycznej bomby dla dowolnych warunków zrzutu (z lotu nurkowego, z podrzutu i z lotu poziomego).

Przejściowa faza lotu występuje pomiędzy odebraniem promieniowania laserowego a punktem, gdzie obraz plamki został sprowadzony do środka kwadrantu. Faza ta charakteryzuje się względnie dużymi okresami pełnego wychylenia powierzchni sterowych, w czasie gdy blok logiczny koryguje uchyby większe od 1 stopnia. Faza przejściowa może trwać od 3 do 5 s dla prawidłowo zrzuconej bomby.



Rys. 1.5. Schemat blokowy bloku logicznego

Końcowa faza lotu występuje, gdy LBĆw-K znajduje się w stanie zgodności osi bomby z osią wizowania i błąd celowania utrzymuje się w zakresie 1 stopnia. Charakterystyki lotu bomby w tej fazie są opisane przez oscylacje pomiędzy osią bomby a osią wizowania. W tej fazie lotu, kiedy odbierana plamka światła odbitego od celu jest centrowana na kwadrancie, nie są generowane sygnały sterujące, powodując, że bomba opada balistycznie. Ewentualnie, gdy jeden lub dwa detektory odbierają więcej energii laserowej niż pozostałe i blok logiczny generuje komendy uruchamiające stery w odpowiednim kanale, co powoduje sprowadzenie plamki do środka kwadrantu. Gdy tylko plamka celu znajdzie się na środku kwadrantu, komenda sterowania zostaje wstrzymana i para sterów ustawia się w położeniu zerowym [8].

1.8. Wnioski

Podsumowując, nowo zaprojektowana ćwiczebna bomba kierowana małego wagomiaru spełnia wymagania stawiane precyzyjnym lotniczym środkom rażenia. W wiarygodny sposób odwzorowuje proces przygotowania, zrzutu oraz naprowadzania na cel klasycznej bomby kierowanej z rodziny PAVE i GBU. LBĆw-K została zaprojektowana i wykonana na bazie istniejącej już lotniczej bomby ćwiczebnej małego wagomiaru. Niewielkie gabaryty bomby, wagomiar 10÷15 kg, powodują zmniejszenie kosztów przechowywania, transportu i produkcji. Zaprojektowany kształt i system podwieszania bomby pozwala na przenoszenie i zrzut bomby ze wszystkich używanych w Siłach Zbrojnych statków powietrznych. System naprowadzania jest kompatybilny z używanym w Wojsku Polskim systemem oświetlania celów. System sterowania opracowany został na podzespołach dostępnych na rynku. Brak materiałów wybuchowych zwiększa bezpieczeństwo eksploatacji. Zastąpienie zapalnika układem elektronicznym, który uruchamia smugacz, ułatwia proces oceny skuteczności bombardowania. Ponadto, zastosowane rozwiązania techniczne pozwalają na rozbudowę bomby o dodatkowe układy naprowadzania, wydłużenie zasięgu poprzez uskrzydlenie oraz szybką modernizację w celu otrzymania kierowanej bomby bojowej.

Laserowy system korekcji lotu dla bomb lotniczych. Projekt finansowany przez NCBiR w ramach konkursu nr 8/2018 realizowany na rzecz obronności i bezpieczeństwa państwa.

Literatura

1. Adamczyk S., Mazur A., Olearczuk E., Skomra A.: Ilustrowany leksykon lotniczy, Wyd. Komunikacji i Łączności, Warszawa 1991.
2. Długołecki A., Buler W., Faryński A., Winczura Z.: Sprawozdanie z pracy statutowej Opracowanie koncepcji modułowej konstrukcji rodziny bomb o wagomiarze 100, 250 i 500 kg, ITWL, Warszawa 2016.
3. Głębocki R.: Impulsowe systemy sterowania lotem pocisków beznapędowych i bomb lotniczych, Politechnika Warszawska, Warszawa 2013.
4. Grenda B., Bielawski R.: Rozwój lotniczych środków rażenia, Akademia Sztuki Wojennej, Warszawa 2017.
5. Koruba Z., Osiecki J.W.: Budowa dynamika i nawigacja wybranych broni precyzyjnego rażenia, Wyd. Politechnika Świętokrzyska, Kielce 2006.
6. Lotnicza bomba ćwiczebna z laserowym układem korekcji lotu (LBĆw-10K) Opis techniczny i tymczasowa instrukcja eksploatacji, ITWL, Warszawa 2016.
7. Pietraszek M., Wijaszka M.: Sprawozdanie nr S-14-17/17. Opracowanie projektu koncepcyjnego automatycznego układu sterowania bomby kierowanej, ITWL, Warszawa 2017.
8. Pietraszek M.: Modelowanie i symulacja dynamiki ruchu bomby kierowanej, ITWL, Warszawa 2019.
9. http://www.defence24.pl/rosyjcki-poligon-bomb-kierowanych-w-syrii-su-34-na-bliskim-wschodzie, 01.04.2019.

2

Model dynamiki zrzutu bomby w warunkach turbulencji

Grzegorz KOWALECZKO, Mariusz PIETRASZEK, Krzysztof GRAJEWSKI, Romuald KAŹMIERCZAK, Jarosław DĘBIŃSKI

2.1. Wprowadzenie

Podstawowym sposobem prowadzenia badań nowo projektowanych bomb są badania poligonowe, które pozwalają określić ich różnorodne charakterystyki. Istotnym etapem prac badawczych, poprzedzającym badania poligonowe, są badania symulacyjne. Wyniki przeprowadzonych symulacji są bazą do oszacowania podstawowych „osiągów" bomb. Zaliczyć do nich można np. donośność zrzutu oraz czas charakterystyczny, które w powiązaniu z warunkami początkowymi zrzutu (prędkość, wysokość, kąt zrzutu) dają wiedzę na temat projektowanego obiektu balistycznego. Główną zaletą takiego podejścia jest możliwość szybkiej oceny wprowadzanych zmian konstrukcyjnych na osiągi.

Aby móc w pełni wykorzystać potencjał metod obliczeniowych, najlepiej wykonywać symulacje w samodzielnie opracowanym oprogramowaniu. Dzięki temu dostęp do kodów źródłowych pozwala na ich szybką modyfikację, która uwzględnia wprowadzane zmiany konstrukcyjne. Łatwo też wychwycić ograniczenia stosowanych metod symulacyjnych, ograniczenia zastosowanego modelu matematycznego oraz przeanalizować źródła błędów, które mogą pojawiać się w wynikach obliczeń. Stosowanie oprogramowania komercyjnego wymaga znacznych nakładów finansowych i jednocześnie nie pozwala na elastyczność obliczeń, która jest szczególnie istotna na etapie tworzenia nowych obiektów. Zakupione oprogramowanie nie pozwala na ingerencję w kody źródłowe. Jest ono często oparte na nie do końca czytelnie zdefiniowanych modelach matematycznych i nakłada liczne ograniczenia na prowadzone obliczenia.

Omówione powyżej spostrzeżenia były podstawą do podjęcia decyzji o opracowaniu autorskiego oprogramowania dotyczącego zaprojektowanej w Instytucie Technicznym Wojsk Lotniczych ćwiczebnej bomby lotniczej LBĆw-10, która jest aktualnie modernizowana poprzez wprowadzenie możliwości aktywnego, automatycznego sterowania. Modernizacja ta pozwoli na korekcję toru lotu bomby [8, 9]. W szczególności planuje się uzyskać możliwość osiągania celów położonych w różnych miejscach na powierzchni Ziemi. Należy zatem dobrze poznać możliwości „zasięgowe" modernizowanej bomby korygowanej, oznaczonej jako LBĆw-10K. Aby zasadniczo obniżyć koszty prac modernizacyjnych,

opracowano program symulacyjny, który został napisany w języku Fortran. Bazuje on na klasycznym modelu ruchu bryły sztywnej, na którą oddziałują siły bezwładności, siła grawitacji oraz siły aerodynamiczne [3, 4, 5]. Model ten opisuje ruch przestrzenny bomby – zrezygnowano z proponowanych w literaturze uproszczeń polegających często na zmniejszeniu liczby stopni swobody obiektu balistycznego [1, 2, 10, 11, 12, 20]. Pozwala na to moc obliczeniowa współczesnych komputerów. Również siły aerodynamiczne wyznaczano, stosując w miarę możliwości nieuproszczone formuły obliczeniowe. Charakterystyki aerodynamiczne wyznaczono, wykorzystując oprogramowanie PRODAS [16] oraz uwzględniając charakterystyki aerodynamiczne otrzymane w wyniku badań w tunelu aerodynamicznym Wojskowej Akademii Technicznej (niepublikowane).

Efekty prowadzonych symulacji są na bieżąco walidowane poprzez porównywanie ich z rezultatami przeprowadzonych już prób poligonowych oraz z wynikami symulacji trajektorii w programie PRODAS. Pozwala to też na „dostrojenie" opracowanego programu komputerowego.

Podjęto również decyzję o uzupełnieniu kodów obliczeniowych o model pola wiatru, który oddziałuje na zrzucaną bombę [6, 7, 14, 17, 18]. Jest to ważne ze względu na możliwość istotnego wpływu wiatru na tor lotu bomby. Model ten umożliwia uwzględnienie wiatru „stałego", którego prędkość zależy tylko od wysokości oraz składowej turbulentnej. W tym drugim przypadku zastosowano stochastyczny model pola wiatru dający wyniki o charakterze stochastycznym. Według wiedzy autorów takie podejście nie jest często stosowane w analizach z zakresu balistyki zewnętrznej, i szerzej mechaniki lotu. Opracowując moduł obliczeniowy pola turbulencji, wykorzystano doświadczenia w tym zakresie jednego z autorów niniejszej publikacji.

Niniejszy rozdział ma na celu przedstawienie fragmentu badań i prac modernizacyjnych bomby lotniczej prowadzonych w ITWL. Przedstawiono w nim dokładny opis zastosowanego modelu matematycznego ruchu bomby, uwzględniając zarówno część „bezwładnościową", jak i część dotyczącą sił zewnętrznych. Zaprezentowanie w jednym miejscu możliwie pełnego modelu matematycznego pozwoli na merytoryczne przedstawienie kolejnych wyników badań, analizę wpływu wprowadzanych zmian konstrukcyjnych (w szczególności aktywnego systemu sterowania) na właściwości dynamiczne bomby.

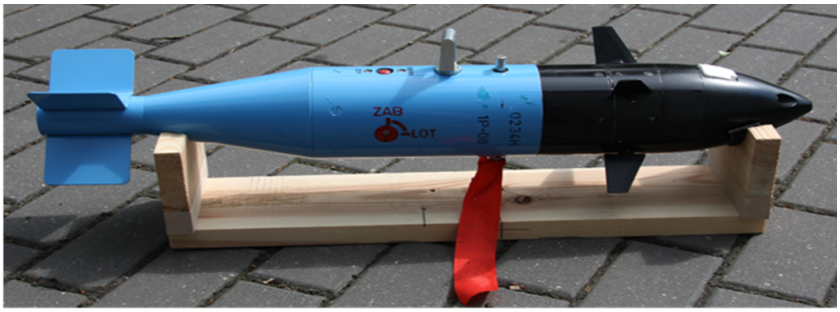
2.2. Podstawowe dane bomby LBĆw-10K

Lotnicza ćwiczebna bomba korygowana LBĆw-10K (rys. 2.1) przeznaczona jest do szkolenia personelu latającego w bombardowaniu z użyciem bomb z laserowym układem korekcji lotu. Została opracowana na bazie bomby LBĆw-10. Modyfikacja polega na zabudowaniu na korpusie bomby dwóch par sterów, które pozwalają na aktywną korekcję toru lotu. W przedniej części bomby umieszczono też cztery detektory pozwalające na wykrycie podświetlonego laserem celu. Wewnątrz korpusu umieszczono układy przeliczające i wykonawcze wypracowujące sygnały sterujące wychyleniem sterów.

Podstawowe dane techniczne i taktyczno-techniczne bomby są następujące:

- długość 850 mm
- średnica korpusu 109,7 mm

- rozpiętość stabilizatorów 212 mm
- masa 15,5 kg
- system naprowadzania laserowy
- kąt wizowania ±15°
- napęd sterów elektryczny
- prędkość maksymalna opadania 329 m/s
- czas charakterystyczny[1] 20,8 s



Rys. 2.1. Widok ogólny bomby LBĆw-10K

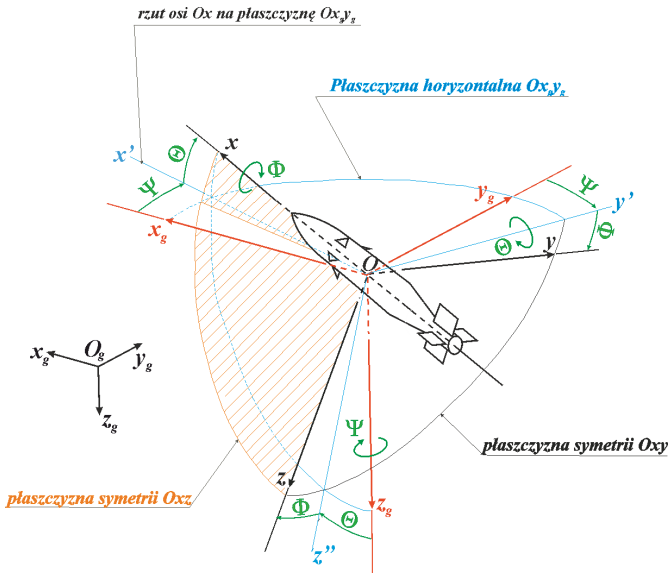
2.3. Model ruchu bomby korygowanej

2.3.1. Założenia

W celu analizy dynamiki ruchu bomby przyjęto założenia dotyczące jej charakterystyk masowych i geometrycznych. Pokrywają się one z założeniami stosowanymi w mechanice ogólnej w odniesieniu do bryły sztywnej, z uwzględnieniem specyfiki geometrii badanego obiektu. W szczególności założono, że:

1. Bomba jest bryłą sztywną o stałej masie i momentach bezwładności oraz o niezmiennym położeniu środka masy.
2. Bomba ma sześć stopni swobody – trzy określają położenie jej środka masy w przestrzeni, zaś trzy pozostałe definiują jej przestrzenną konfigurację względem układu inercjalnego.
3. Korpus bomby jest osiowo-symetryczny.
4. Płaszczyznami symetrii geometrycznej, masowej i aerodynamicznej są płaszczyzny *Oxy* i *Oxz* (rys. 2.2) pokrywające się z płaszczyznami usterzenia ogonowego i niewychylonych sterów.

[1] Czas charakterystyczny to czas upadku z wysokości 2000 m przy zrzucie poziomym z prędkością 40 m/s w warunkach atmosfery wzorcowej.



Rys. 2.2. Układy współrzędnych $O_gx_gy_gz_g$, $Ox_gy_gz_g$ i Oxyz oraz kąty transformacji

2.3.2. Układy współrzędnych i ich transformacje

W literaturze można znaleźć różne układy współrzędnych stosowane do opisu ruchu bomby. Ta różnorodność wynika z faktu, że w różnych publikacjach wzorowano się na różnych materiałach źródłowych. Nie wnikając w szczegóły, łatwo zauważyć, że zasadnicza różnica dotyczy publikacji „zachodnich" i rosyjskich (radzieckich) [3, 4, 5, 13]. Dlatego również w publikacjach i monografiach polskich autorów znaleźć można układy współrzędnych różniące się między sobą zwrotem i oznaczeniem osi. W niniejszej publikacji wykorzystano układy wprowadzone do mechaniki lotu Polską Normą [15]. Są to:

Oxyz – nieinercjalny układ związany z bombą o początku w środku masy bomby;

$Ox_ay_az_a$ – nieinercjalny układ związany z przepływem o początku w środku masy bomby;

$O_gx_gy_gz_g$ – inercjalny układ związany z Ziemią o początku w wybranym punkcie na powierzchni Ziemi;

$Ox_gy_gz_g$ – układ o osiach równoległych do osi układu $O_gx_gy_gz_g$ o początku w środku masy bomby.

Układy te pokazano na rys. 2.2 i 2.3. Powiązane są one ze sobą następującymi kątami:

- układ *Oxyz* i $Ox_gy_gz_g$ – poprzez kąty: kąt odchylenia Ψ, kąt pochylenia Θ, kąt przechylenia Φ;
- układ *Oxyz* i $Ox_ay_az_a$ – poprzez kąty: kąt ślizgu β, kąt natarcia α.

Znajomość wymienionych powyżej kątów pozwala na przeliczanie sił i momentów pomiędzy poszczególnymi układami. Transformację dowolnego wektora z układu $Ox_gy_gz_g$ do układu *Oxyz* wykonuje się przez sekwencję obrotów o kąty Ψ, Θ, Φ. Przeliczenie można zapisać w postaci:

$$\begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} = L_{b/g} \begin{bmatrix} x_g \\ y_g \\ z_g \end{bmatrix} \tag{2.1}$$

gdzie macierz transformacji $L_{b/g}$ jest równa:

$$L_{b/g} = \begin{bmatrix} \cos\Psi\cos\Theta & \sin\Psi\cos\Theta & -\sin\Theta \\ \cos\Psi\sin\Theta\sin\Phi - \sin\Psi\cos\phi & \sin\Psi\sin\Theta\sin\phi + \cos\Psi\cos\phi & \cos\Theta\sin\phi \\ \cos\Psi\sin\Theta\cos\phi + \sin\Psi\sin\phi & \sin\Psi\sin\Theta\cos\phi - \cos\Psi\sin\phi & \cos\Theta\cos\phi \end{bmatrix} \tag{2.2}$$

Transformacja dowolnego wektora z układu $Ox_ay_az_a$ do układu $Oxyz$ ma postać:

$$\begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} = L_{b/a} \begin{bmatrix} x_a \\ y_a \\ z_a \end{bmatrix} \tag{2.3}$$

Wykorzystuje się tu kąty α i β tworząc macierz przejścia $L_{b/a}$ o następującej postaci:

$$L_{b/a} = \begin{bmatrix} \cos\alpha\cos\beta & -\cos\alpha\sin\beta & -\sin\alpha \\ \sin\beta & \cos\beta & 0 \\ \sin\alpha\cos\beta & -\sin\alpha\sin\beta & \cos\alpha \end{bmatrix} \tag{2.4}$$

2.3.3. Ogólna postać równań ruchu bomby

Do określenia równań ruchu bomby zastosowano drugą zasadę dynamiki Newtona. To klasyczne podejście pozwala opisać ruch bryły sztywnej w inercjalnym układzie odniesienia. W omawianych badaniach przyjęto, że układem tym jest układ współrzędnych związany z bombą *Oxyz*. Ze względu na powszechność takiego podejścia, poniżej przypomniano tylko końcową postać równań ruchu postępowego i obrotowego, które uzupełniono związkami kinematycznymi. Jest to niezbędne do właściwego przedstawienia problemu, który jest rozwiązywany poprzez symulacje numeryczne.

Równanie ruchu postępowego

Wektorowe równanie ruchu postępowego środka masy bomby ma postać:

$$\frac{d(m\mathbf{V})}{dt} = \frac{\eth(m\mathbf{V})}{\eth t} + \mathbf{\Omega}\times(\mathrm{m}\mathbf{V}) = \mathbf{F} \tag{2.5}$$

gdzie

d/*dt* jest pochodną względem czasu w układzie inercjalnym, zaś $\eth/\eth t$ pochodną w układzie nieinercjalnym *Oxyz*, która dalej będzie oznaczana kropką nad różniczkowanymi wielkościami.

Uwzględniając, że masa bomby m jest stała oraz że występujące w równaniu (2.5) wektory: prędkości liniowej **V**, prędkości kątowej **Ω** oraz sił zewnętrznych **F** (wypadkowa siły ciężkości i siły aerodynamicznej) mają w układzie *Oxyz* następujące składowe:

$$\mathbf{V} = \begin{bmatrix} U \\ V \\ W \end{bmatrix}, \ \mathbf{\Omega} = \begin{bmatrix} P \\ Q \\ R \end{bmatrix}, \ \mathbf{F} = \begin{bmatrix} F_x \\ F_y \\ F_z \end{bmatrix} \tag{2.6}$$

otrzymuje się trzy równania skalarne o postaci:

$$\begin{aligned} m(\dot{U}+QW-RV) &= F_x \\ m(\dot{V}+RU-PW) &= F_y \\ m(\dot{W}+PV-QU) &= F_z \end{aligned} \tag{2.7}$$

Należy podkreślić, że założenie, w którym przyjęto stwierdzenie, że układ $O_g x_g y_g z_g$ jest inercjalny i równanie (2.5) dotyczy tego układu, oznacza pominięcie wszystkich efektów związanych z ruchem obrotowym Ziemi, w szczególności nie uwzględnia się siły Coriolisa.

Równania ruchu obrotowego

Wektorowe równanie ruchu obrotowego względem środka masy bomby ma następującą postać:

$$\frac{d(\mathbf{K})}{dt} = \frac{\eth(\mathbf{K})}{\eth t} + \mathbf{\Omega} \times \mathbf{K} = \mathbf{M} \tag{2.8}$$

gdzie:

M – moment sił działających na bombę, który w układzie współrzędnych *Oxyz* ma następujące składowe: $\mathbf{M} = [L, M, N]^T$, gdzie: L – moment przechylający, M – moment pochylający, N – moment odchylający.

Wektor krętu dla bomby jest równy:

$$\mathbf{K} = \mathbf{I} \cdot \mathbf{\Omega} \tag{2.9}$$

gdzie tensor momentów bezwładności I jest określony następująco:

$$\mathbf{I} = \begin{bmatrix} I_x & -I_{xy} & -I_{xz} \\ -I_{yx} & I_y & -I_{yz} \\ -I_{zx} & -I_{zy} & I_z \end{bmatrix} \tag{2.10}$$

Uwzględniając opisane w założeniach symetrie bomby, wszystkie dewiacyjne momenty bezwładności są równe zeru:

$$I_{xy},\ I_{yx},\ I_{zy},\ I_{yz},\ I_{zy},\ I_{yz} = 0 \tag{2.11}$$

Zatem odpowiadające równaniu (2.8) trzy równania skalarne opisujące ruch obrotowy wokół poszczególnych osi układu *Oxyz* mają postać:

$$\begin{aligned} \dot{P} &= \frac{1}{I_x} L \\ \dot{Q} &= \frac{1}{I_y}[M - PR(I_x - I_z)] \\ \dot{R} &= \frac{1}{I_z}[N - PQ(I_y - I_x)] \end{aligned} \tag{2.12}$$

Układy równań (2.7) i (2.12) uzupełnia się związkami kinematycznymi pozwalającymi obliczyć prędkość zmian kątów Φ, Θ, Ψ w oparciu o znajomość prędkości kątowych *P, Q, R*:

$$\begin{aligned} \dot{\Phi} &= P + (R\cos\Phi + Q\sin\Phi)\, tg\Theta \\ \dot{\Theta} &= Q\cos\Phi - R\sin\Phi \\ \dot{\Psi} &= (R\cos\Phi + Q\sin\Phi)\frac{1}{\cos\Theta} \end{aligned} \tag{2.13}$$

Dodatkowo, wykorzystując macierz transformacji (2.2), określa się składowe wektora prędkości środka masy bomby w układzie $Ox_gy_gz_g$:

$$\begin{bmatrix} U_g \\ V_g \\ W_g \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \dot{x_g} \\ \dot{y_g} \\ \dot{z_g} \end{bmatrix} \mathrm{L}_{b/g}^{-1} \begin{bmatrix} U \\ V \\ W \end{bmatrix} \tag{2.14}$$

W efekcie otrzymujemy układ 12 równań różniczkowych zwyczajnych z 12 niewiadomymi stanowiącymi wektor parametrów lotu:

$$\mathbf{x}(t) = [U, V, W, P, Q, R, \Phi, \Theta, \Psi, x_g, y_g, z_g]^T \tag{2.15}$$

gdzie:
U, V, W – składowe prędkości lotu bomby względem układu inercjalnego w układzie *Oxyz*;
P, Q, R – prędkości kątowe przechylenia, pochylenia i odchylenia w układzie *Oxyz*;
Φ, Θ, Ψ – kąty: przechylenia, pochylenia i odchylenia;
x_g, y_g, z_g – współrzędne środka masy bomby w układzie $O_g x_g y_g z_g$.

2.3.4. Siły i momenty działające na bombę

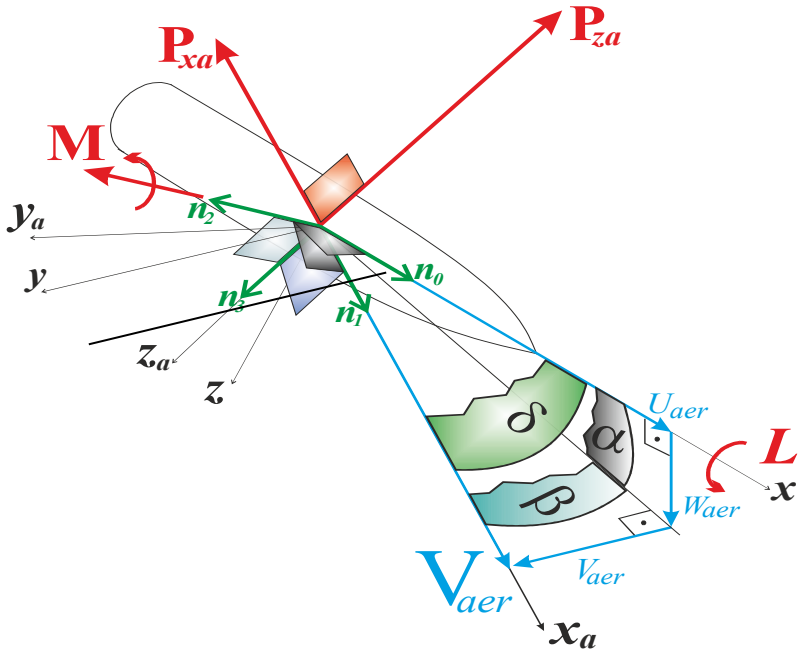
Określone zostaną teraz składowe sił zewnętrznych działających na bombę oraz moment sił zewnętrznych. Siła wypadkowa **F** jest równa sumie ciężaru bomby **Q** oraz siły aerodynamicznej **R**:

$$\mathbf{F}=\mathbf{Q}+\mathbf{R} \tag{2.16}$$

Jej składowe w układzie *Oxyz* są odpowiednio równe:

$$\begin{aligned} F_x&=Q_x+R_x \\ F_y&=Q_y+R_y \\ F_z&=Q_z+R_z \end{aligned} \tag{2.17}$$

Na siłę aerodynamiczną **R** składają się: 1. siła oporu P_{xa} o kierunku zgodnym z wektorem prędkości i zwrocie przeciwnym do wektora prędkości bomby względem powietrza $\mathbf{V}_{aer}$, 2. siła nośna P_{za} prostopadła do wektora prędkości, leżąca w płaszczyźnie wyznaczonej przez osie *Ox* i Ox_a. Pokazano je na rys. 2.3. Wartości tych sił zależą od kąta nutacji δ, który nazwać można przestrzennym kątem natarcia bomby.



Rys. 2.3. Siły i momenty działające na bombę

Ze względu na to, że równanie (2.8) dotyczy ruchu obrotowego względem środka masy, jedynymi siłami, które wywołują obrót bomby, są siły aerodynamiczne. Są one źródłem

momentu statycznego $\mathbf{M}_{st}$ działającego w płaszczyźnie oporu wyznaczonej przez osie *Ox* i Ox_a. Siły aerodynamiczne powodują też powstanie dynamicznych momentów tłumiących ruch obrotowy bomby $\mathbf{M}_{dyn}$. Jeżeli występuje niesymetria bomby, to pojawia się moment przechylający ***L*** zaznaczony na rys. 2.3. Wszystkie te momenty dają moment wypadkowy oznaczony w równaniu (2.8) jako **M**.

Sposób wyznaczania składowych siły aerodynamicznej w układzie *Oxyz*, w którym określono równania (2.7) jest następujący:

1. Definiujemy wektor jednostkowy $\mathbf{n}_0$ zgodny z osią *Ox*, który ma w układzie związanym z bombą *Oxyz* składowe $\mathbf{n}_0 = [1, 0, 0]^T$.
2. Tworzymy wektor jednostkowy $\mathbf{n}_1 = [n_{1x}, n_{1y}, n_{1z}]^T$ zgodny z osią Ox_a (wektor prędkości bomby względem powietrza $\mathbf{V}_{aer}$). Jego składowe w układzie *Oxyz* można obliczyć, znając składowe prędkości $\mathbf{V}_{\text{aer}} = [U_{aer}, V_{aer}, W_{aer}]^{\text{T}}$:
3. $$n_{1x} = \frac{U_{aer}}{\sqrt{U_{aer}^2 + V_{aer}^2 + W_{aer}^2}}$$
$$n_{1y} = \frac{V_{aer}}{\sqrt{U_{aer}^2+V_{aer}^2+W_{aer}^2}} \qquad (2.18)$$
$$n_{1z} = \frac{W_{aer}}{\sqrt{U_{aer}^2+V_{aer}^2+W_{aer}^2}}$$

Wektor $\mathbf{n}_1$ określa kierunek siły oporu bomby P_{xa} (przeciwny zwrot).

4. Określamy kąt nutacji pomiędzy wektorem prędkości i podłużną osią bomby;

$$\delta = arccos(n_{1x}) \qquad (2.19)$$

5. Tworzymy wektor jednostkowy $\mathbf{n}_2 = [n_{2x}, n_{2y}, n_{2z}]^T$ prostopadły do płaszczyzny oporu utworzonej przez osie *Ox* i Ox_a. Można go obliczyć z iloczynu wektorowego wektorów $\mathbf{n}_1$ i $\mathbf{n}_0$

$$\mathbf{n}_2 = \frac{\boldsymbol{n}_1 \times \boldsymbol{n}_0}{|\boldsymbol{n}_1 \times \boldsymbol{n}_0|} = \frac{1}{\sqrt{(n_{1z})^2+(n_{1y})^2}} \begin{bmatrix} 0 \\ n_{1z} \\ -n_{1y} \end{bmatrix} \qquad (2.20)$$

Wektor $\mathbf{n}_2$ określa oś, względem której działa moment pochylający *M*.

6. Tworzymy wektor jednostkowy $\mathbf{n}_3 = [n_{3x}, n_{3y}, n_{3z}]^T$ prostopadły do płaszczyzny utworzonej przez wektory $\mathbf{n}_1$ i $\mathbf{n}_2$. Można go obliczyć z iloczynu wektorowego:

$$\mathbf{n}_3 = \frac{\boldsymbol{n}_1 \times \boldsymbol{n}_2}{|\boldsymbol{n}_1 \times \boldsymbol{n}_2|} \qquad (2.21)$$

7. Znając prędkość dźwięku a i prędkość względem powietrza $|\mathbf{V}_{aer}|$, obliczamy liczbę Macha:

$$Ma = \frac{|\mathbf{V}_{aer}|}{a} \tag{2.22}$$

8. Obliczamy wartości składowych sił aerodynamicznych:

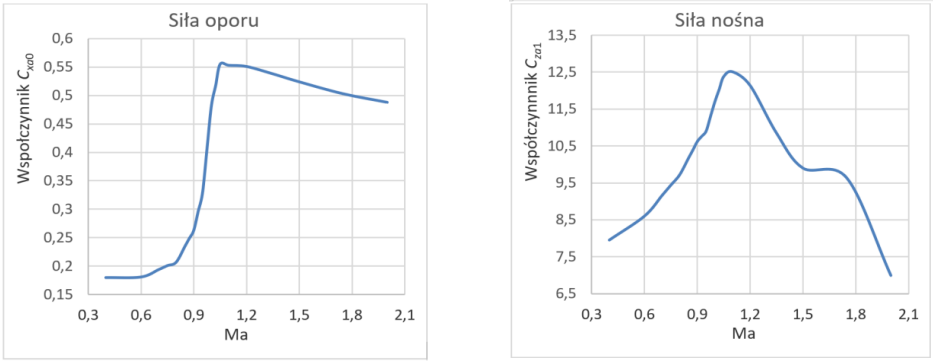
$$P_{xa} = C_{xa}\frac{\rho|\mathbf{V}_{aer}|^2}{2}S, \qquad P_{za} = C_{za}\frac{\rho|\mathbf{V}_{aer}|^2}{2}S \tag{2.23}$$

gdzie:
ρ – gęstość powietrza;
C_{xa}, C_{za} – współczynniki sił aerodynamicznych;
S – przekrój poprzeczny bomby.

Współczynniki $C_{xa}(\delta,Ma)$ i $C_{za}(\delta,Ma)$ otrzymano, wykorzystując oprogramowanie PRODAS w oparciu o zaprojektowaną i wprowadzoną do programu geometrię badanej bomby [9, 16]. W zakresie małych liczb Macha charakterystyki te weryfikowano dodatkowo w oparciu o badania w tunelu aerodynamicznym. Współczynniki te można przedstawić w postaci:

$$C_{xa}=C_{xa0}+C_{xa2}sin^2\delta \tag{2.24}$$
$$C_{za}=C_{za1}sin\delta+C_{za3}sin^3\delta \tag{2.25}$$

Przykładowe przebiegi współczynników $C_{xa0}(Ma)$ i $C_{za1}(Ma)$ przedstawiono na rys. 2.4.



Rys. 2.4. Przebiegi współczynników sił aerodynamicznych

9. Obliczamy składowe siły oporu P_{xa} w układzie *Oxyz*:

$$P_{xa_x}=-P_{xa}\cdot n_{1x} \qquad P_{xa_y}=-P_{xa}\cdot n_{1y} \qquad P_{xa_z}=-P_{xa}\cdot n_{1z} \tag{2.26}$$

Składowe te można też obliczyć wykorzystując, zgodnie ze wzorem (2.3), macierz $L_{b/a}$. Wymaga to znajomości kąta natarcia α i kąta ślizgu β. Sposób ich obliczenia będzie podany dalej.

10. Obliczamy składowe siły P_{za} w układzie *Oxyz*:

$$P_{za_x}=-P_{za}\cdot n_{3x} \qquad P_{za_y}=-P_{za}\cdot n_{3y} \qquad P_{za_z}=-P_{za}\cdot n_{3z} \tag{2.27}$$

11. Obliczamy składowe siły aerodynamicznej w układzie *Oxyz*:

$$R_x=P_{xa_x}+P_{za_x} \qquad R_y=P_{xa_y}+P_{za_y} \qquad R_z=P_{xa_z}+P_{za_z} \tag{2.28}$$

12. Ciężar bomby **Q** ma w układzie $Ox_gy_gz_g$ tylko jedną składową $\mathbf{Q} = [0,0,mg]^T$. Wykorzystując transformację (2.1), możemy obliczyć składowe ciężaru w układzie *Oxyz*:

$$\begin{bmatrix} Q_x \\ Q_y \\ Q_z \end{bmatrix} = L_{b/g} \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ mg \end{bmatrix} \tag{2.29}$$

13. Wypadkowy wektor momentu sił aerodynamicznych **M** pokazany na rys. 2.3 działający na bombę obraca bombę w płaszczyźnie oporu wyznaczonej przez osie *Ox* i Ox_a. Moment ten w układzie *Oxyz* ma składowe:

$$\begin{aligned} M &= C_m n_{2y} \frac{\rho|\mathbf{V}_{aer}|^2}{2} Sd + (C_{mq} + C_{m\dot{\alpha}}) \left(\frac{Qd}{|\mathbf{V}_{aer}|}\right) \frac{\rho|\mathbf{V}_{aer}|^2}{2} Sd \\ N &= C_m n_{2z} \frac{\rho|\mathbf{V}_{aer}|^2}{2} Sd + (C_{nq} + C_{n\dot{\alpha}}) \left(\frac{Rd}{|\mathbf{V}_{aer}|}\right) \frac{\rho|\mathbf{V}_{aer}|^2}{2} Sd \end{aligned} \tag{2.30}$$

gdzie:
d – średnica bomby,
C_m – współczynnik momentu pochylającego działającego w płaszczyźnie oporu.

Pierwsze składniki w formułach (2.30) dotyczą momentu statycznego $\mathbf{M}_{st}$, zaś drugie dynamicznego momentu tłumiącego $\mathbf{M}_{dyn}$.

13. Jeżeli występuje niesymetria bomby, to uwzględnić należy też moment przechylający:

$$L = C_l \frac{\rho |\mathbf{V}_{aer}|^2}{2} Sd \tag{2.31}$$

gdzie: C_l – współczynnik momentu przechylającego.

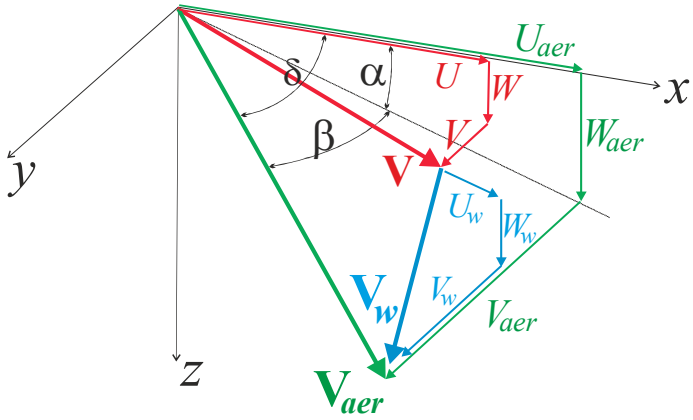
Dla bomby korygowanej momenty względem osi *Oy* i *Oz* uzupełnia się momentami od wychylonych sterów. Możliwe jest też wymuszenie dodatkowego momentu przechylającego przy różnicowym wychyleniu sterów.

2.4. Prędkość bomby względem powietrza

W wyrażeniach (2.23), (2.30) i (2.31), w oparciu o które oblicza się siłę oporu, siłę nośną oraz momenty działające na bombę występuje prędkość bomby względem powietrza $\mathbf{V}_{aer}$. Prędkość ta stanowi różnicę między prędkością bezwzględną bomby **V** i prędkością wiatru $\mathbf{V}_w$

$$\mathbf{V}_{aer} = \mathbf{V} - \mathbf{V}_w \tag{2.32}$$

Na rys. 2.5 przedstawiono wszystkie prędkości, ich składowe oraz kąty natarcia i ślizgu.



Rys. 2.5. Określenie kątów natarcia i ślizgu

Uwzględnienie prędkość wiatru V_w umożliwia badanie lotu bomby w zmiennych warunkach atmosferycznych. Kąt natarcia i kąt ślizgu określone są wyrażeniami:

$$\alpha = \arctan\left(\frac{W_{aer}}{U_{aer}}\right) = \arctan\left(\frac{W - W_w}{U - U_w}\right) \tag{2.33}$$

$$\beta = \arctan\left(\frac{V - V_w}{\sqrt{(U - U_w)^2 + (W - W_w)^2}}\right) \tag{2.34}$$

2.5. Stochastyczny model turbulencji

Istotnym elementem symulacji jest model wiatru przyjęty do obliczeń. Jest to model stochastyczny. Zakłada się w nim, że prędkość wiatru zmienia się w czasie i w przestrzeni:

$$\mathbf{V}_w = \mathbf{V}_w\,(t, x_g, y_g, z_g) \tag{2.35}$$

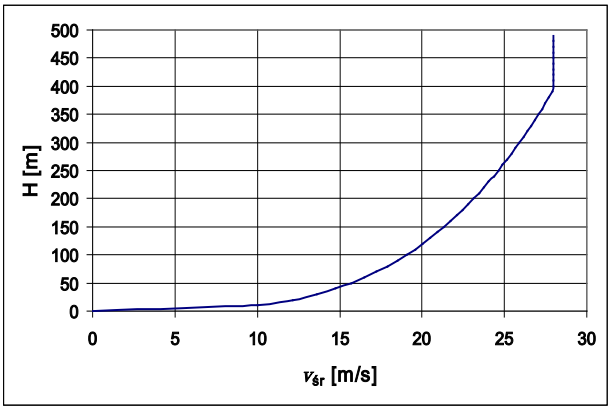
Prędkość ta jest określona najczęściej w układzie $O_g x_g y_g z_g$. Przyjmuje się, że wiatr ma składową stałą i turbulentną, co można przedstawić następująco:

$$\mathbf{V}_w(t,x_g,y_g,z_g) = \mathbf{V}_{w\,śr}(x_g,y_g,z_g) + \mathbf{V}_{w\,turb}(t,x_g,y_g,z_g) \tag{2.36}$$

Składowa stała wiatru jest równa jego wartości średniej, która zgodnie z badaniami zależy tylko od wysokości nad powierzchnią Ziemi H. W literaturze, np. [7], znaleźć można następującą formułę opisującą tę relację:

$$V_{w\,śr}(H) = \begin{cases} V_{10}\left(\frac{H}{10}\right)^{\alpha} \; dla\; H \le H_g \\ V_{10}\left(\frac{H_g}{10}\right)^{\alpha} \; dla\; H > H_g \end{cases} \tag{2.37}$$

gdzie: V_{10} jest średnią 10-minutową prędkością na wysokości 10 metrów, otrzymaną z pomiarów, H_g waha się w przedziale 270÷500 m, zaś wykładnik potęgi w przedziale 0,6÷0,4 w zależności od rodzaju terenu. Kierunek i zwrot wektora $\mathbf{V}_{w\,śr}$ można ustalić dowolnie.



Rys. 2.6. Profil składowej stałej wiatru

Do opisu fluktuacji prędkości wiatru można wykorzystać metody stochastyczne. Jeżeli turbulencja ma charakter stacjonarny, tzn. jej opis statystyczny jest niezmienny w czasie, to można do jej zamodelowania wykorzystać metodę Shinozuki [14, 17, 18]:

$$\mathbf{V}_{w\,turb}(\mathbf{r}) = \sum_{j=1}^{i} \sum_{l=1}^{L} \left| H_{ij}(\mathbf{\Omega}_l) \right| \sqrt{2\Delta\mathbf{\Omega}} cos(\mathbf{\Omega}'_l \mathbf{r} + \varphi_{jl}) \tag{2.38}$$

gdzie:
$\mathbf{r} = [x_g, y_g, z_g]^T$ – wektor położenia w przestrzeni punktu, w którym obliczana jest turbulencja,
H_{ij} – elementy macierzy **H** określającej amplitudy oscylacji,
$\mathbf{\Omega}_l = \left[\Omega_{lx}, \Omega_{ly}, \Omega_{lz}\right]^T$ – wektor częstości „przestrzennej”,
$\mathbf{\Omega}'_l$ – zaburzony losowo wektor $\mathbf{\Omega}_l$,
φ_{jl} – faza losowa.

Macierz **H** powiązana jest z macierzą gęstości widmowej (spektrum) mocy:

$$\mathbf{\Phi}(\mathbf{\Omega}) = \mathbf{H}(\mathbf{\Omega}) \cdot \mathbf{H}^T(\mathbf{\Omega}) \tag{2.39}$$

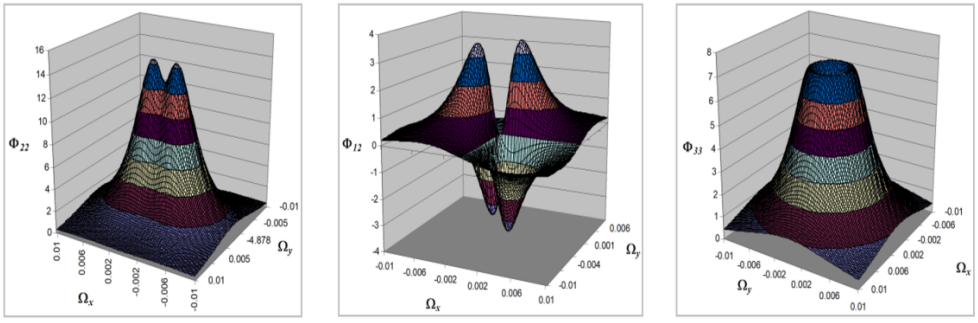
Jak widać, model turbulencji (2.38) to suma funkcji harmonicznych typu *cosinus* z losowo zmienną fazą oraz amplitudą określaną w oparciu o tzw. spektra mocy. W literaturze [14] można znaleźć różne formuły opisujące spektra mocy określane w oparciu o wieloletnie, wielopunktowe pomiary turbulencji w poszczególnych kierunkach przestrzeni.

W obliczeniach wykorzystano dwustronne spektrum dwuwymiarowe:

$$\mathbf{\Phi}(\Omega_x, \Omega_y) = \frac{\pi\sigma^2}{\left[1 + L_w^2(\Omega_x^2 + \Omega_y^2)\right]^{\frac{5}{2}}} \begin{bmatrix} 1 + L_w^2(\Omega_x^2 + 4\Omega_y^2) & -3\Omega_x\Omega_y L_w^2 & 0 \\ -3\Omega_x\Omega_y L_w^2 & 1 + L_w^2(4\Omega_x^2 + \Omega_y^2) & 0 \\ 0 & 0 & 3L_w^2(\Omega_x^2 + 4\Omega_y^2) \end{bmatrix} \tag{40}$$

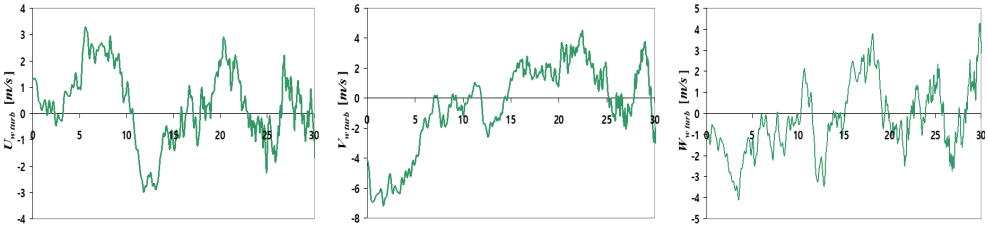
gdzie σ jest odchyleniem standardowym, zaś L_w skalą turbulencji.

Przykładowe elementy powyższej macierzy pokazano na rys. 2.7. Określono je w oparciu o odpowiednie wyrażenia występujące w (2.40), przyjmując w obliczeniach odchylenie standardowe $\sigma = 2$ m/s oraz skalę turbulencji $L_w = 300$ m.



Rys. 2.7. Dwustronne dwuwymiarowe spektra mocy Φ22(Ωx, Ωy), Φ12(Ωx, Ωy), Φ33(Ωx, Ωy)

W efekcie zastosowania formuły (2.38) otrzymać można stochastyczne przebiegi składowych wektora $\mathbf{V}_{w\ turb}$ w trakcie lotu bomby. Przykład takich przebiegów dla jednego z symulowanych zrzutów pokazano na rys. 2.8. W obliczeniach przyjęto te same wartości odchylenia standardowego i skali turbulencji jak dla pokazanych powyżej spektrów mocy.



Rys. 2.8. Rozkłady składowej turbulencji $U_{w\ turb}(x_g,\ y_g,\ z_g)$, $V_{w\ turb}(x_g,\ y_g,\ z_g)$, $W_{w\ turb}(x_g,\ y_g,\ z_g)$ w trakcie zrzutu

2.6. Przykład obliczeniowy

W oparciu o opisany model ruchu bomby przeprowadzono szereg obliczeń testowych. Pierwszy etap tych obliczeń miał na celu określenie wpływu warunków początkowych zrzutu (wysokość, prędkość i kąt zrzutu) na położenie punktu uderzenia bomby w powierzchnię Ziemi. Na tym etapie badań wpływ turbulencji był pomijany. Parametry powietrza na różnych wysokościach były zgodne z modelem atmosfery wzorcowej.

Otrzymane wyniki są istotne ze względu na stosowane w praktyce sposoby bombardowania. Są to: bombardowanie sposobem balistycznym z widzialnością celu lub bez widzialności celu. Do wykonania bombardowania konieczne jest wprowadzenie do pamięci systemu nawigacyjno-celowniczego (SNC) samolotu nosiciela danych charakteryzujących balistyczne właściwości bomby, w tym tzw. czasu charakterystycznego bomby oraz jej charakterystyk masowych i aerodynamicznych. Wprowadzenie do SNC właściwych charakterystyk bomby lotniczej jest warunkiem koniecznym precyzyjnego wyliczenia donośności bomby (rzut poziomy toru lotu na płaszczyznę Ziemi) i czasu spadania t_b odpowiadających warunkom zrzutu. Poprawność tych parametrów i charakterystyk można oszacować na podstawie obliczeń numerycznych jeszcze przed próbami poligonowymi.

Przystępując do symulacji, należy określić przedziały początkowych wartości wysokości, prędkości i kąta zrzutu. Wynikają one z założeń taktycznych dotyczących zastosowania uzbrojenia bombardierskiego samolotów odrzutowych. Dopuszczalna wysokość zrzutu bomby dla tego typu samolotów mieści się w granicach od kilkudziesięciu metrów (z zastosowaniem bomb hamowanych) do 10 000 m (podczas bombardowania bez widzialności celu). Prędkość, przy której następuje zrzut bomby, nie powinna przekraczać 0,95 Macha, przy czym minimalna prędkość rzeczywista określona jest jako 139 m/s dla samolotów szkolno-bojowych. Ze względu na kąt zrzutu sposoby bombardowania można podzielić na: bombardowanie z lotu poziomego, nurkującego i lotu wznoszącego.

Uwzględniając powyższe uwagi do symulacji przyjęto następujące warunki początkowe:

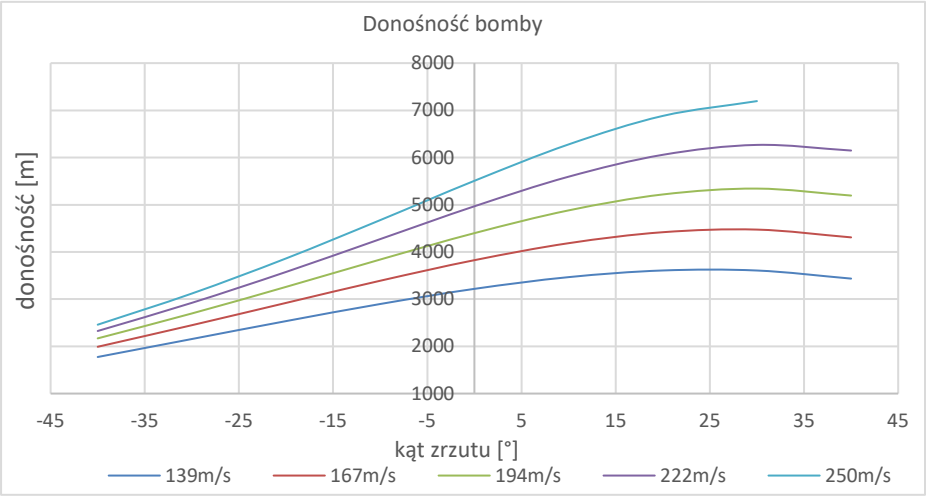
– wysokość zrzutu bomby: 1000÷5000 m,
– prędkość nosiciela: 139÷250 m/s,
– początkowy kąt zrzutu: -40÷40°.

Przyjęty zakres wysokości zrzutu 1000÷5000 m umożliwia bombardowanie z widzialnością celu oraz metodą z użyciem przyrządów nawigacyjno-celowniczych bez widzialności celu. Natomiast zakres początkowych kątów zrzutu zapewnia określenie maksymalnego zasięgu bomby przy danej prędkości początkowej.

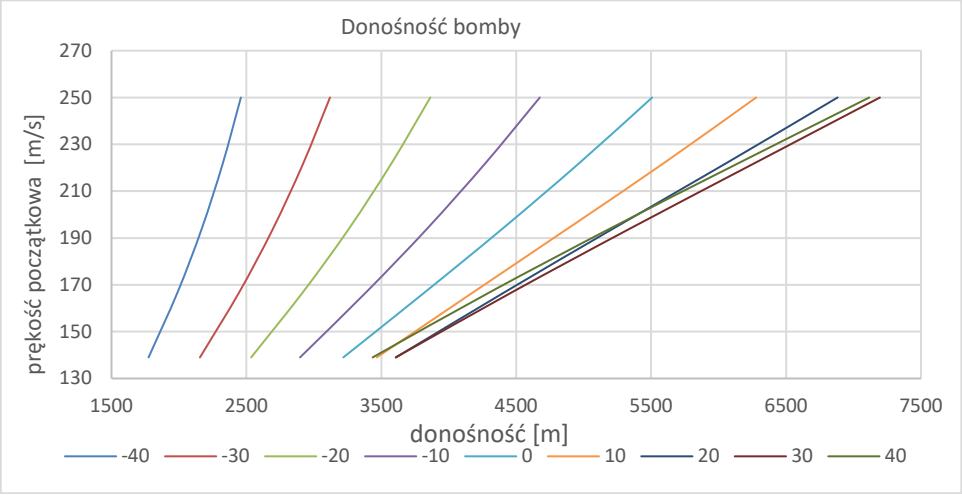
Poniżej pokazano przykładowe wyniki symulacji dla wysokości zrzutu $H = 3000$ m

- z prędkościami $V_{p1} = 139$ m/s, $V_{p2} = 167$ m/s, $V_{p3} = 194$ m/s, $V_{p4} = 222$ m/s i $V_{p5} = 250$ m/s,
- kątami zrzutu $\Theta_{p1} = -40°$, $\Theta_{p2} = -30°$, $\Theta_{p3} = -20°$, $\Theta_{p4} = -10°$, $\Theta_{p5} = 0°$, $\Theta_{p6} = 10°$, $\Theta_{p7} = 20°$, $\Theta_{p8} = 30°$, $\Theta_{p9} = 40°$.

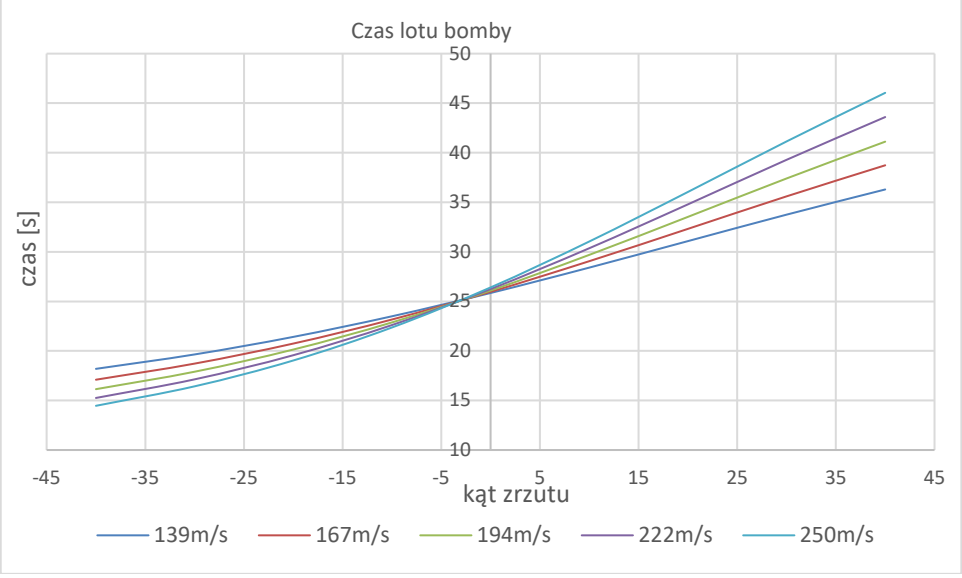
Otrzymane rezultaty pozwalają na ocenę wpływu prędkości początkowej i kąta zrzutu na lot bomby, a w szczególności na położenie punktu upadku. Na rys. 2.9÷2.13 pokazano obliczone: donośności bomby, czas lotu, kąt upadku i prędkość upadku bomby w zależności od prędkości początkowej i kąta zrzutu. Analiza wyników wskazuje na znaczące różnice w trajektoriach lotu bomby w zależności od warunków początkowych. Przeprowadzając obliczenia dla wyżej wymienionych początkowych wysokości zrzutu, prędkości zrzutu oraz kątów zrzutu Θ, wyznaczono obszary donośności bomby. Znając je, można określić początkowe parametry zrzutu bomby zapewniające trafienie w cel. Przykładowy obszar donośności dla prędkości zrzutu 139 m/s pokazano na rys. 2.14.



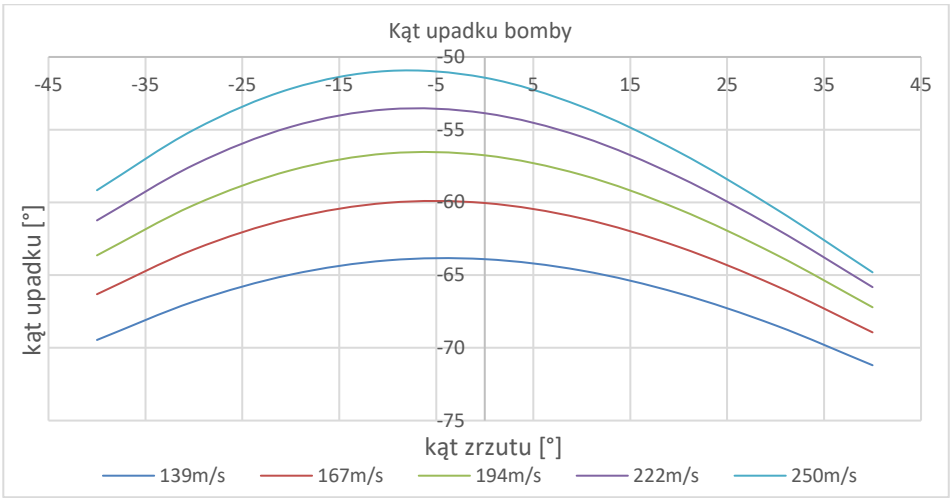
Rys. 2.9. Donośność bomby zrzuconej z 3000 m w zależności od prędkości i kąta zrzutu



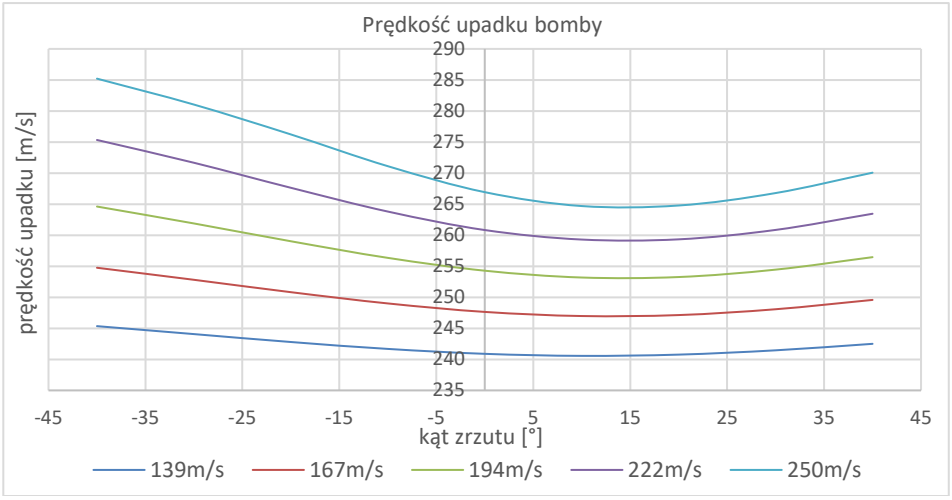
Rys. 2.10. Donośność bomby zrzuconej z 3000 m w zależności od prędkości i kąta zrzutu



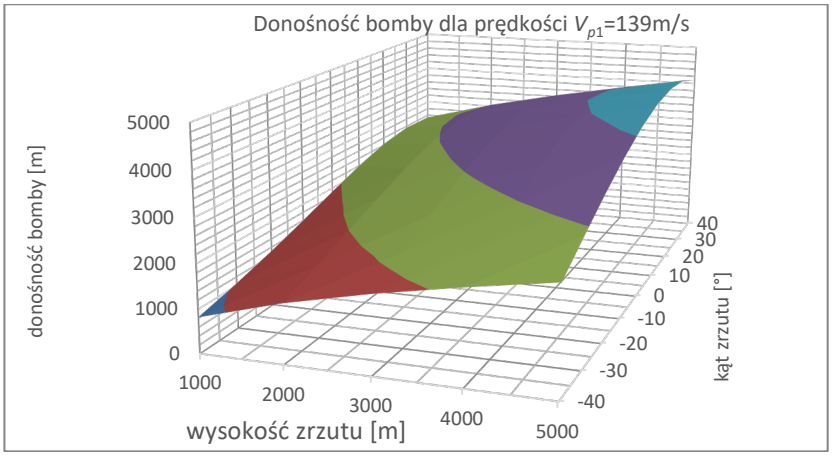
Rys. 2.11. Czas lotu bomby zrzuconej z 3000 m w zależności od prędkości i kąta zrzutu



Rys. 2.12. Kąt upadku bomby zrzuconej z 3000 m w zależności prędkości i kąta zrzutu

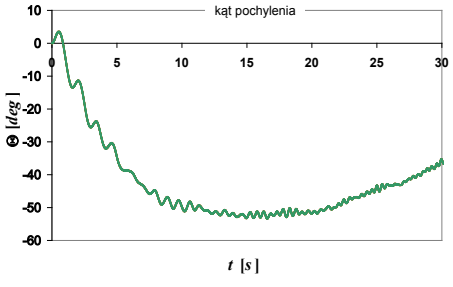


Rys. 2.13. Prędkość upadku bomby zrzuconej z 3000 m w zależności od prędkości i kąta zrzutu

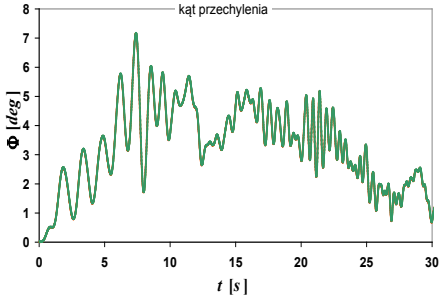


Rys. 2.14. Przedział donośności bomby dla kąta zrzutu Θ -40°÷ +40° w granicach wysokości zrzutu 1000 m÷5000 m i prędkości zrzutu 139 m/s

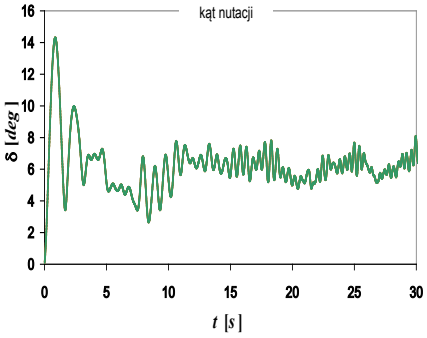
Obecnie prowadzone są symulacje zrzutów, które uwzględniają też opisany powyżej model turbulencji. Na rys. 2.15÷2.17 pokazano przykładowe przebiegi kątów pochylenia, przechylenia i nutacji w trakcie jednego ze rzutów. Z otrzymanych rezultatów wynika, że turbulencja w sposób istotny wpływa na parametry lotu. Efektem jest rozrzut punktów upadku bomby. Ilustruje to rys. 2.18. Pokazano na nim punkty upadku bomby zrzuconej z wysokości $H = 3000$ m z prędkością $V_{p1} = 139$ m/s pod kątem zrzutu $\Theta_p = 0°$. Parametry pola wiatru były następujące $\sigma = 4$ m/s, $L_w = 400$ m. Widać tu istotny rozrzut punktów upadku. Skrajne położenia różnią się między sobą o $\Delta X_g = 30{,}52$ m i $\Delta Y_g = 15{,}01$ m. Na rysunku pokazano też położenie punktu upadku przy braku turbulencji oraz położenie średniego punktu upadku. Widać różnicę pomiędzy tymi punktami wynoszącą $\Delta X_g = 10{,}04$ m. Średni punkt upadku położony jest bliżej niż punkt upadku bez turbulencji. Należy sądzić, że przyczyną takiej sytuacji jest zwiększona wartość kąta nutacji w locie w warunkach turbulencji. Powoduje to wzrost oporu aerodynamicznego i spadek zasięgu.



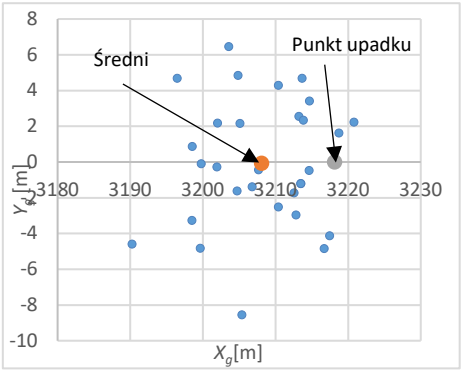
Rys. 2.15. Przebieg kąta pochylenia w trakcie zrzutu



Rys. 2.16. Przebieg kąta przechylenia w trakcie zrzutu



Rys. 2.17. Przebieg kąta nutacji w trakcie zrzutu



Rys. 2.18. Rozkład punktów upadku bomby

2.7. Podsumowanie

Dotychczasowe wyniki analiz potwierdzają, że donośność zrzutu istotnie zależy od warunków początkowych [21]. Zwiększenie donośności uzyskuje się poprzez wzrost wysokości zrzutu oraz prędkości początkowej. Natomiast w przypadku początkowego kąta zrzutu znaleźć można jego wartość dającą maksymalny zasięg. Mieści się on w przedziale 30°÷40°. Wyniki te są zgodne z podstawową wiedzą z zakresu balistyki zewnętrznej dotyczącej modeli ruchu obiektów balistycznych w atmosferze [19]. Są one jednak istotne w odniesieniu do badanej bomby LBĆw-10K. Znajomość konkretnych wartości zasięgu to wiedza praktyczna, ważna w trakcie eksploatacji skonstruowanej bomby, zaś znajomość czasu lotu ma wpływ na dobór sposobu sterowania, np. określenie chwili aktywowania sterowania.

Uwzględnienie turbulencji daje nowe możliwości w zakresie oceny skuteczności trafienia w cel przy braku sterowania. Jest to ważne ze względu na stosunkowo niewielką masę bomby, co zwiększa jej czułość na oddziałujące zaburzenia. Planuje się określenie korelacji pomiędzy rozrzutem bomby LBĆw-10K zrzucanej w warunkach turbulencji, a parametrami definiującymi fluktuacje pola wiatru. Jednak istotniejsze jest, że stosując opracowany program symulacyjny można będzie oceniać skuteczność sterowania bombą w trudnych warunkach atmosferycznych, gdy występują porywy wiatru.

Literatura

1. Baranowski L.: *Modelowanie, identyfikacja i badania numeryczne dynamiki lotu obiektów balistycznych na potrzeby systemów kierowania ogniem artylerii naziemnej.* Wydawnictwo Wojskowej Akademii Technicznej, Warszawa 2011.

2. Baranowski L., Gadomski B., Szymonik J., Majewski P.: *Comparison of Explicit and Implicit Forms of The Modified Point Mass Trajectory Model*. Journal of Theoretical and Applied Mechanics, No. 4, Vol. 54, 2016.
3. Carlucci D.E., Jacobson S.S.: *Ballistics - Theory and Design of Guns and Ammunitions*, CRC Press, 2007.
4. Dmitrijewskij A.A.: *Wnieszniaja ballistika*. Wydawnictwo Maszynostrojenije, Moskwa 1972.
5. Gacek J.: *Balistyka zewnętrzna Cz. I i II,* Wydawnictwo WAT, Warszawa 1999.
6. Kowaleczko G., Żyluk A.: *Influence of Atmospheric Turbulence on Bomb Release*. Journal of Theoretical and Applied Mechanics, No.1, Vol. 47, 2009.
7. Kowaleczko G., Żyluk A., Nowakowski M., Olejniczak E.: *Wpływ prędkości indukowanej na lot pocisku rakietowego odpalanego ze śmigłowca*. Modelowanie Inżynierskie, tom 26, zeszyt 57 PTMTS Gliwice 2015.
8. Kowaleczko G., Pietraszek M.: *Estimation of The Accuracy of Laser Guided Bomb.* Journal of KONES, Vol. 23, No. 3, Warszawa 2016.
9. Kowaleczko G., Pietraszek M., Olejniczak E.: *Evaluation of The Possibility of Bomb Flight Control*. Journal of Kones, Vol. 22, No. 3, Warszawa 2015.
10. Lieske R., Danberg J.: *Modified Point Mass Trajectory Simulation for Base -Burn Projectiles*. Ballistic Research Laboratories Technical Report No. 3321, 1992.
11. Lieske R., McCoy R.L.: *Equations of Motion of a Rigid Projectile*. Ballistic Research Laboratories Technical Report No.1244, 1964;.
12. Lieske R., Reitler M.: *Equations of Motion for a Modified Point Mass Trajectory*. Ballistic Research Laboratories Report No.1314, 1966.
13. McCoy R.L.: *Modern Exterior Ballistics*, Schiffer Publishing Ltd., 2012.
14. Mnitowski S.: *Modelowanie lotu samolotu w burzowej atmosferze*. Rozprawa doktorska WAT, Warszawa 2006.
15. Polska Norma PN-83/L-01010.00, Mechanika lotu samolotów i szybowców – Terminologia.
16. *PRODAS Software v.3*, Arrow Tech Associates Inc., 2008.
17. Shinozuka M.: *Simulation of Multivariate and Multidimensional Random Processes*. Journal of the Acoustical Society of America, Vol. 49, 1971.
18. Shinozuka M., Jan C.-M.: *Digital Simulations of Random Processes and Its Applications*. Journal of Sound and Vibrations, No 25, 1972.
19. Szapiro J.: *Balistyka zewnętrzna.* Wydawnictwo MON, 1956.
20. *The Modified Point Mass Trajectory Model*, STANAG 4355, (Ed. 2).
21. Winczura Z., Żyluk A.: *Metoda wyznaczania warunków początkowych swobodnego lotu bomby*, VIII Ogólnopolska Konferencja „Mechanika w Lotnictwie", Warszawa 1998.

3

Analiza wpływu różnych czynników na dokładność trafienia bomby w warunkach turbulencji atmosfery

Grzegorz KOWALECZKO, Mariusz PIETRASZEK, Krzysztof GRAJEWSKI, Wiesław BULER, Szymon KOBIELA

3.1. Wprowadzenie

W procesie projektowania bomb lotniczych niezbędne jest przeprowadzenie kompleksowych badań teoretycznych i doświadczalnych. Badania teoretyczne dotyczą m.in. symulacji ruchu bomby podczas zrzutu w różnych warunkach. Wymagają one opracowania modelu matematycznego oraz programu symulacyjnego. Ich wyniki pozwalają na oszacowanie osiągów bomby oraz jej właściwości dynamicznych. Jeżeli wyniki nie spełniają oczekiwań, mogą być one podstawą do wprowadzania zmian konstrukcyjnych jeszcze na etapie projektowania ostatecznego rozwiązania konstrukcyjnego. Jednocześnie można testować wpływ wprowadzanych zmian konstrukcyjnych na właściwości lotne projektowanej bomby poprzez odpowiednie zmiany w opracowanych kodach źródłowych. Dzięki temu możliwe jest istotne obniżenie kosztów kolejnego etapu badań, którym są badania poligonowe. Skróceniu ulega czas tych badań, zmniejsza się liczba zrzutów testowych. Można też właściwie zaplanować ich zakres (np. wysokości, prędkości i kąty zrzutu).

Opracowany model matematyczny i program symulacyjny ruchu bomby opierają się na klasycznym modelu ruchu bryły sztywnej, na którą oddziałują siły bezwładności, siła grawitacji oraz siły aerodynamiczne [3, 5, 6]. Model ten opisuje ruch przestrzenny – bomba jest obiektem o sześciu stopniach swobody [1, 2, 12, 13, 14, 19, 20].

Na model ten składają się:

- równania ruchu postępowego środka masy bomby zapisane w układzie nieinercjalnym związanym z bombą,
- równania ruchu obrotowego bomby zapisane w tym samym układzie,
- związki kinematyczne pozwalające wyznaczać kąty przestrzennego położenia bomby,
- związki kinematyczne pozwalające wyznaczać trajektorię bomby w układzie inercjalnym związanym z Ziemią.

W efekcie rozwiązaniu podlega układ 12 równań różniczkowych zwyczajnych.

Niezwykle istotnym elementem modelowania jest wykorzystanie wiarygodnych charakterystyk aerodynamicznych bomby. Dlatego w badaniach wykorzystano charakterystyki obliczone z wykorzystaniem komercyjnego oprogramowania PRODAS [16], które umożliwiają m.in. uwzględnienie wpływu liczby Macha, jak i charakterystyk otrzymanych w wyniku badań w tunelu aerodynamicznym, które dotyczą jedynie przepływów nieściśliwych. Charakterystyki uzyskane w ten sposób posłużyły do opracowania ich końcowej postaci zaimplementowanej w modelu symulacyjnym.

W trakcie lotu bomby oddziałują na nią turbulencje atmosfery. Mają one charakter stochastyczny. Turbulencje te wpływają na wartość sił i momentów aerodynamicznych działających na bombę, co powoduje zaburzenia trajektorii lotu i ma wpływ na jej celność. Aby oszacować ten wpływ, konieczne jest zastosowanie skutecznego i wiarygodnego modelu turbulencji. W obliczeniach wykorzystano model Shinozuki [9, 10, 15, 17, 18], który zapewnia wygenerowanie podczas symulacji podmuchów wiatru, których cechy stochastyczne (odchylenie standardowe, spektrum mocy) odpowiadają cechom rzeczywistych podmuchów zarejestrowanych podczas wieloletnich pomiarów prowadzonych przez różne ośrodki badawcze zajmujące się badaniami atmosfery ziemskiej.

Spektrum mocy zależy od odchylenia standardowego σ i tzw. skali turbulencji L_w. Odchylenie standardowe jest podstawą do oceny „siły" wiatru, zaś skala turbulencji określa odległość, na której podmuchy są skorelowane. W meteorologii stosuje się następującą klasyfikację siły wiatru:

- wiatr pomijalny, jest to zmiana prędkości wiatru na przyjętym odcinku drogi w granicach 0÷2 m/s;
- wiatr minimalny, jest to zmiana prędkości wiatru na przyjętym odcinku drogi w granicach 2÷4 m/s;
- wiatr silny, jest to zmiana prędkości wiatru na przyjętym odcinku drogi w granicach 4÷6 m/s;
- wiatr bardzo silny, jest to zmiana prędkości wiatru na przyjętym odcinku drogi powyżej 6 m/s.

Natomiast typowa wartość skali turbulencji to 400 m.

Zarówno model ruchu bomby, jak i model turbulencji przestawiony został w artykule [8] i nie będą tu szczegółowo przedstawiane.

3.2. Parametry rozrzutu i błąd bombardowania

Obiektem badań opisanych w niniejszym rozdziale jest lotnicza ćwiczebna bomba korygowana LBĆw-10K. Opis bomby wraz z podstawowymi danymi taktyczno-technicznymi został zamieszczony w podrozdziale 2.2. Tor lotu bomby podczas lotu w atmosferze turbulentnej różni się od toru bomby zrzuconej w atmosferze spokojnej [11]. Konsekwencją oddziaływania wiatru na bombę jest rozrzut punktów upadku bomby. Punkty te mieszczą się w obszarze zbliżonym do elipsy. W celu określenia parametrów charakteryzujących rozkład punktów upadku bomby wyznacza się [4, 6]:

- średni punkt trafienia,
- uchylenia prawdopodobne U_x, U_y,
- *Circular Error Probability – CEP*, zwane też średnim kołowym błędem trafienia,
- błąd bombardowania R,
- kowariancję elipsy punktów upadku.

3.2.1. Średni punkt trafienia

Średni punkt trafienia, to punkt którego współrzędne są średnią arytmetyczną współrzędnych punktów upadku uzyskanych podczas kolejnych zrzutów (symulacji)

$$\bar{x} = \frac{\sum_{i=1}^{n} x_{gi}}{n} \tag{3.1}$$

$$\bar{y} = \frac{\sum_{i=1}^{n} y_{gi}}{n} \tag{3.2}$$

gdzie:
x_{gi} – współrzędna punktu upadku wzdłuż osi pokrywającej się z kierunkiem donośności,
y_{gi} – współrzędna punktu upadku wzdłuż osi poprzecznej do linii donośności,
n – liczba punktów upadku bomby.

3.2.2. Uchylenia prawdopodobne

W elipsie rozrzutu wydziela się obszar prostokątny, w którym mieści się 50% trafień. Współrzędne jego granic określone są przez tzw. uchylenia prawdopodobne. Definiuje się uchylenia prawdopodobne wzdłuż donośności i w poprzek donośności:

$$U_x = 0{,}6745\sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{n}(x_{gi}-\bar{x})^2}{n-1}} = 0{,}6745\,\delta_x \tag{3.3}$$

$$U_y = 0{,}6745\sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{n}(y_{gi}-\bar{y})^2}{n-1}} = 0{,}6745\,\delta_y \tag{3.4}$$

gdzie wprowadzono odchylenia standardowe δ_x, δ_y:

$$\delta_x = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{n}(x_{gi}+\bar{x})^2}{n-1}}; \tag{3.5}$$

$$\delta_y = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{n}(y_{gi}+\bar{y})^2}{n-1}} \tag{3.6}$$

3.2.3. Średni kołowy błąd trafienia

Jeżeli na płaszczyźnie upadku bomby wyznaczyć okrąg o początku w średnim punkcie trafienia, wewnątrz którego mieści się 50% punktów upadku, to jego promień jest nazywany średnim kołowym błędem trafienia. Wylicza się go z zależności:

$$CEP = 1{,}177\left(\frac{\delta_x+\delta_y}{2}\right) \tag{3.7}$$

3.2.4. Błąd bombardowania

Błąd bombardowania *R* jest to odległość pomiędzy punktem celowania a średnim punktem upadku. W rozpatrywanym przypadku za punkt celowania przyjęto punkt upadku bomby w atmosferze spokojnej. Zestawienie wyznaczonych wartości i przyjętych parametrów pozwala na określenie błędu bombardowania.

$$R = \sqrt{(\bar{x} - x_c)^2 + (\bar{y} - y_c)^2)} \tag{3.8}$$

gdzie:

x_c, y_c – współrzędne punktu celowania.

3.2.5. Tensor kowariancji punktów upadku

Na tensor kowariancji punktów upadku bomby o postaci:

$$T_{\sigma^2}=\begin{bmatrix} \sigma_x^2 & cov(X,Y) \\ cov(X,Y) & \sigma_y^2 \end{bmatrix} \tag{3.9}$$

składają się;

- estymator kowariancji *cov(X,Y)* o postaci:

$$cov(X,Y)= \frac{1}{n}\sum_{j=1}^{n}\left(x_{gj} - \bar{x}\right)\left(y_{gj} - \bar{y}\right) \tag{3.10}$$

który określa moment odchylenia (dewiacji) punktów upadku bomby względem osi centralnych x_0, y_0 przechodzących przez średni punkt upadku;

- estymatory wariancji wspólnych x_g i y_g punktów upadku bomby opisane zależnościami:

$$\sigma_x^2 = \frac{1}{n}\sum_{j=1}^{n}\left(x_{gj} - \bar{x}\right)^2 \tag{3.11}$$

$$\sigma_y^2 = \frac{1}{n}\sum_{j=1}^{n}\left(y_{gj} - \bar{y}\right)^2 \tag{3.12}$$

3.2.6. Kąt odchylenia osi elipsy punktów upadku bomby

Ponieważ osie punktów upadku bomby mogą być odchylone od osi układu bazującego na kierunku donośności, to znając elementy tensora kowariancji, można określić ten kąt z wyrażenia

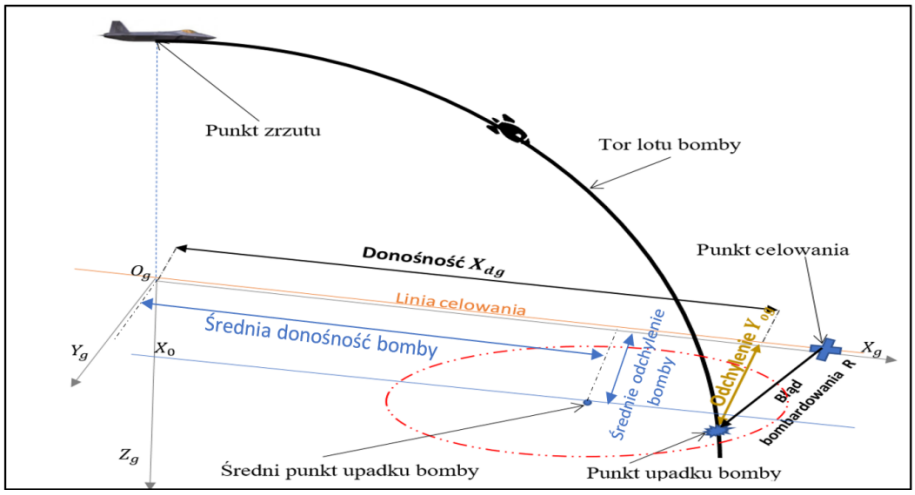
$$\beta = \frac{1}{2} arc\ tg \frac{2\ cov(X,Y)}{\sigma_x^2 - \sigma_y^2} \tag{3.13}$$

3.2.7. Średnie donośności bomby

Średnią donośnością bomby X_{dg}, nazywamy różnicę współrzędnych *x*-owych punktu zrzutu i średniego punkt upadku bomby.

Średnie odchylenie Y_{og} jest różnicą współrzędnych *y*-owych punktu zrzutu i średniego punktu upadku.

Pojęcia te zilustrowano na rys. 3.1.



Rys. 3.1. Donośność i odchylenie bomby

3.3. Przykład obliczeniowy

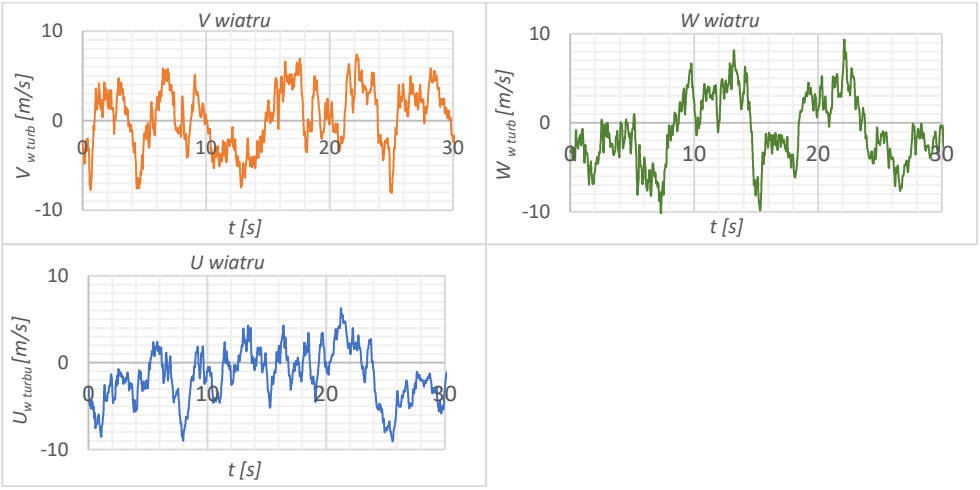
W oparciu o opisane powyżej relacje przeprowadzono obliczenia, symulując zrzut bomby w warunkach turbulencji. Parametry opisujące turbulencje pozostawały stałe. Przyjęta do obliczeń skala turbulencji miała wartość L_w= 400 m, a odchylenie standardowe było równe σ = 4 m/s. W obliczeniach skupiono się na ocenie wpływu warunków początkowych tzn. wysokości, prędkości i kąta zrzutu na celność bombardowania. Wyniki symulacji porównano z parametrami wyliczonymi przy zrzucie bez turbulencji.

Do badań przyjęto zakresy wysokości, prędkości i kątów zrzutu wynikające z założeń taktyczno-technicznych dotyczących badanej bomby z uwzględnieniem obowiązujących zasad wykonywania bombardowań oraz hipotetycznych statków powietrznych przenoszących badaną bombę.

Przyjęto następujące warunki zrzutu:

- wysokość zrzutu bomby: H_p = 5000 m, 3000 m, 2000 m. Ten przedział wysokości zapewnia możliwość lotu bomby z aktywnym i nieaktywnym systemem naprowadzania;
- prędkość zrzutu: V_p = 55 m/s, 139 m/s, 250 m/s. Ten przedział prędkości odpowiada średnim prędkościom bombardowania z dronów bojowych i śmigłowców bojowych, samolotów szkolno-bojowych oraz samolotów bojowych;
- kąt zrzutu: Θ_p= 0º, -30°. Ten przedział kątów zrzutu pozwala ocenić celność w locie poziomym i podczas nurkowania.

Na rys. 3.2 przedstawiono przykładowe zmiany składowych pola wiatru otrzymane w trakcie jednej z symulacji. Widać zmienność przebiegów, które mają nieregularny charakter. Potwierdza to skuteczność symulowania stochastycznego przebiegu turbulencji.



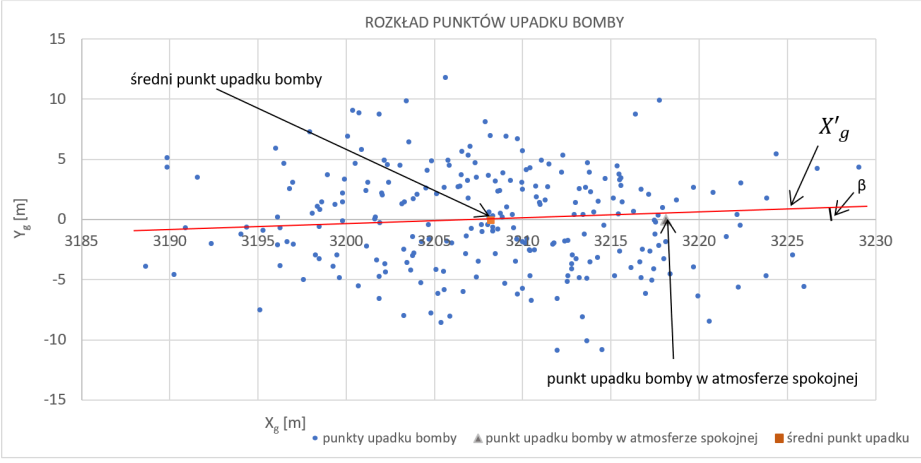
Rys. 3.2. Składowe turbulencji w trakcie zrzutu

Dalej pokazano przykładowe wyniki analiz dotyczące następujących przypadków:

I zrzut poziomy (Θ_p= 0°) z prędkością 139 m/s, z wysokości 3000 m;
II zrzut poziomy (Θ_p= 0°) z prędkością 250 m/s z wysokości 3000 m;
III zrzut poziomy (Θ_p= 0°) z prędkością 139 m/s, z wysokości 5000 m;
IV zrzut w locie nurkowym (Θ_p= -30°) z prędkością 250 m/s z wysokości 3000 m.

Przypadek I

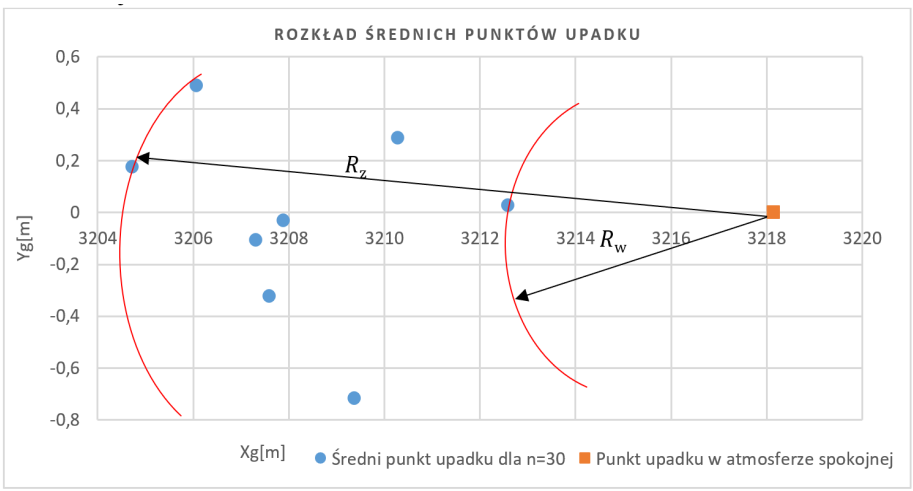
Na rys. 3.3 pokazano punkty upadku bomby w warunkach atmosfery turbulentnej, dla początkowych parametrów zrzutu V_P = 139 m/s, H_P = 3000 m *i* Θ_P = 0°. Próbę wykonano dla n = 250 zrzutów. Długość osi podłużnej elipsy rozrzutu wzdłuż osi donośności wyniosła 40,43 m, a wzdłuż osi prostopadłej do osi donośności 22,68 m. Kąt odchylenia osi podłużnej elipsy X'_g w stosunku do osi kierunku zrzutu jest równy β = -3,948°. Położenie średniego punktu upadku bomby wskazuje na skrócenie średniej donośności bomby o ΔX_{dg}= 9,93 m i średniego odchylenia od kierunku zrzutu o ΔY_{og}= 0,03 m w porównaniu ze zrzutem w atmosferze spokojnej.



Rys. 3.3. Rozkład punktów upadku dla początkowych warunków zrzutu V_P = 139 m/s, H_P = 3000 m i Θ_P = 0°

Kolejne symulacje zostały przeprowadzone dla prób $n \geq 30$ zrzutów. Ograniczenie liczby zrzutów dla każdej próby wymuszone zostały dużą pracochłonnością i czasem potrzebnym do przeprowadzenia cyklu obliczeniowego złożonego z 30 zrzutów. Taki cykl obliczeniowy trwa ok. 30 godzin. Z literatury [7] wynika, że przyjęcie wartości n nie mniejszej niż 30 zrzutów pozwala na prawidłowe określenie tendencji zachowania się bomby na torze lotu oraz opracowanie wyników z dużym poziomem ufności.

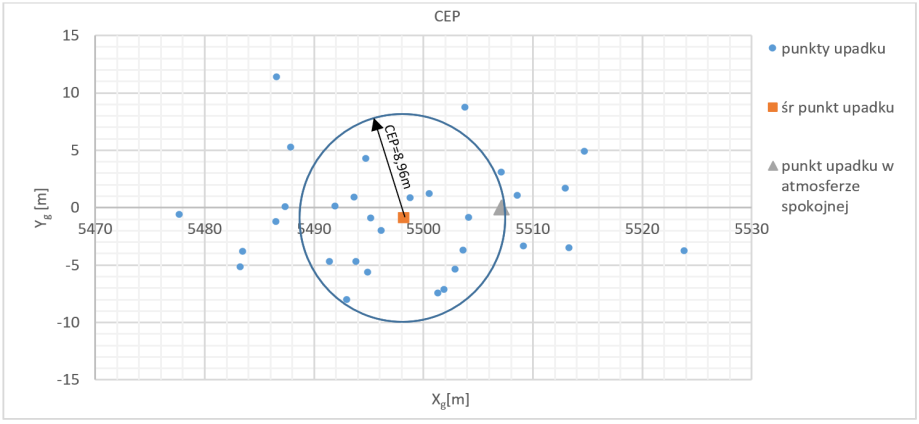
Średnie punkty upadku bomby dla kolejnych prób n ≥ 30 przedstawione zostały na rys. 3.4. Obszar, w którym zawierają się te punkty, jest wycinkiem pierścienia o wewnętrznym promieniu R_w= 5,53 m i zewnętrznym promieniu R_z= 13,59 m. Promień R_w jest to minimalna odległość pomiędzy punktem upadku bomby w atmosferze spokojnej a średnim punktem upadku. Promień R_z jest to odległość pomiędzy najdalej położonym średnim punktem upadku, a punktem upadku w atmosferze spokojnej. Ułożenie średnich punktów upadku względem punktu upadku bomby w atmosferze spokojnej wyraźnie wskazuje na skrócenie donośności bomby zrzuconej w atmosferze turbulentnej.



Rys. 3.4. Rozkład średnich punktów upadku bomby dla początkowych warunków zrzutu V_P = 139 m/s, H_P = 3000 m i Θ_P = 0°

Przypadek II

Określenie średniego kołowego błędu trafienia rozrzutu punktów upadku bomby w atmosferze turbulentnej, dla początkowych parametrów zrzutu: V_P= 250m/s, H_P = 3000 m i Θ_P= 0°, przedstawiono na rys. 3.5.

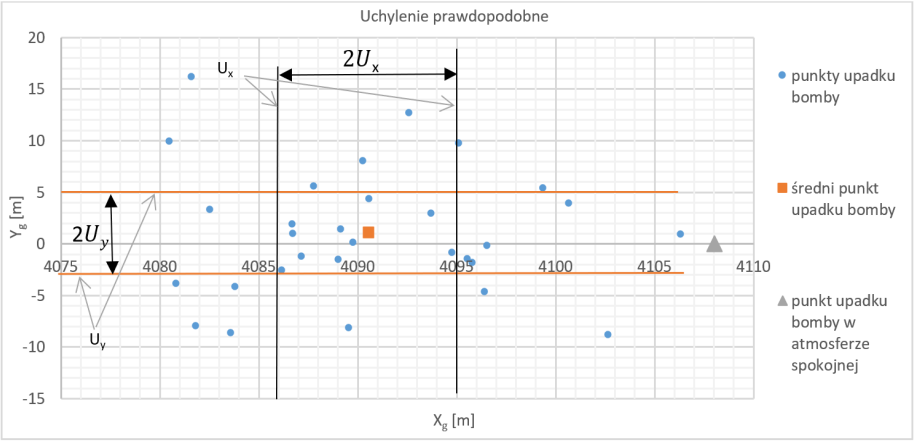


Rys. 3.5. Wartość CEP dla warunków zrzutu V_P =250 m/s, H_P =3000 m i Θ_P= 0°

Współrzędne średniego punktu upadku bomby wynoszą $\bar{x}$ = 5498,21 m, $\bar{y}$ = -0,92 m. W stosunku do punktu upadku w atmosferze spokojnej, wystąpiło skrócenie donośności o wielkość równą ΔX_{dg} = -8,92 m i odchylenie od linii celowania równe ΔY_{og} = -0,92 m. Kołowy błąd trafienia dla przedstawionej próby n = 30 zrzutów, wynosi CEP = 8,96 m.

Przypadek III

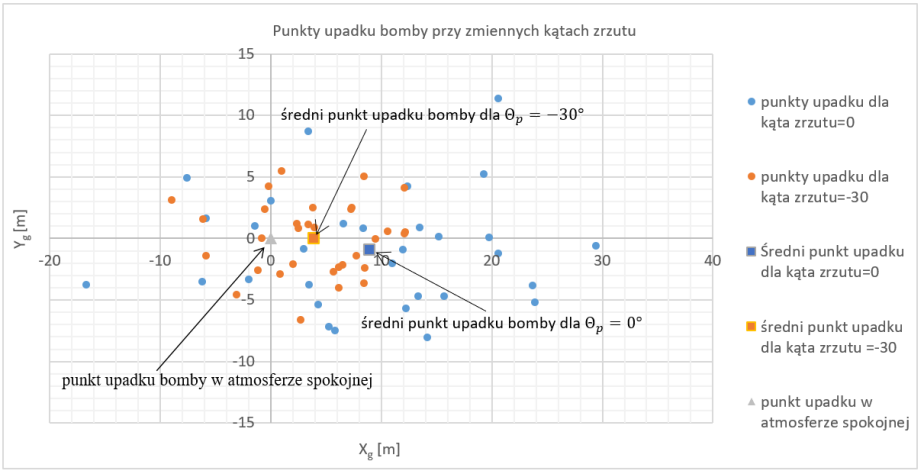
Innym parametrem określającym rozrzut punktów upadku są uchylenia prawdopodobne U_x i U_y. Zobrazowanie graficzne przedstawiające przedziały uchyleń prawdopodobnych punktów upadku bomby dla początkowych parametrów zrzutu V_P = 139 m/s, H_P = 5000 m i Θ_P = 0° przedstawiono na rys. 3.6. Uchylenie prawdopodobne U_x, pozwala określić pas o szerokości $2U_x$ równoległy do osi OY_g, wewnątrz którego mieści się 50% punktów upadku bomby. Wartość uchylenia prawdopodobnego wzdłuż donośności jest równa U_x = 4,578 m. Uchylenie prawdopodobne U_y wyznacza pas o szerokości $2U_y$ równoległy do osi OX_g, wewnątrz którego mieści się 50% punktów upadku. Wartość uchylenia prawdopodobnego w poprzek donośności wynosi U_y = 4,19 m. Granice pasów są następujące: X_{g1}= 4095,14 m, X_{g2}= 4085,98 m, Y_{g1}= 5,24 m, Y_{g2}= -3,13 m. Otrzymane wyniki świadczą o skróceniu średniej donośności bomby wynoszącej ΔX_g= -17,47 m i średnim odchyleniu od kierunku zrzutu ΔY_g= 1,05 m.



Rys. 3.6. Wartość uchylenia prawdopodobnego U_x, U_y dla warunków zrzutu V_P = 139 m/s, H_P = 5000 m i Θ_P = 0°

Przypadek IV

Wpływ początkowego kąta zrzutu na rozkład punktów upadku bomby przedstawiony został na rys. 3.7. Parametry początkowe symulacji zrzutu bomby: wysokość H_P = 3000 m, prędkość zrzutu V_P = 250 m/s i kąty zrzutu Θ_p = 0° oraz Θ_p = -30°.

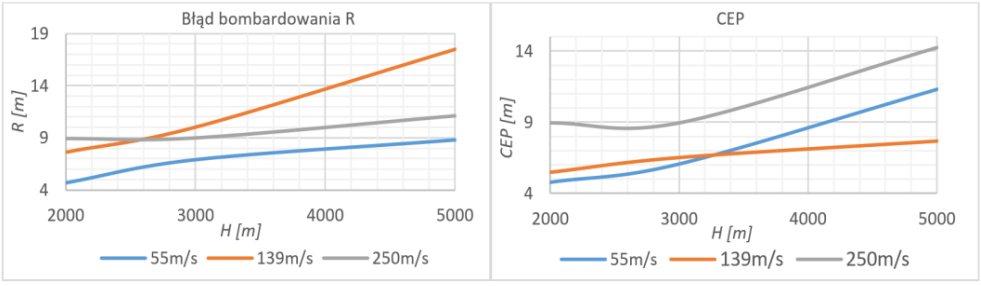


Rys. 3.7. Rozkład punktów upadku bomby dla zrzutów z wysokości $H_P = 3000$ m z prędkością zrzutu $V_P = 250$ m/s i dwóch kątów zrzutu wynoszących $\Theta = 0°$ i $\Theta = -30°$

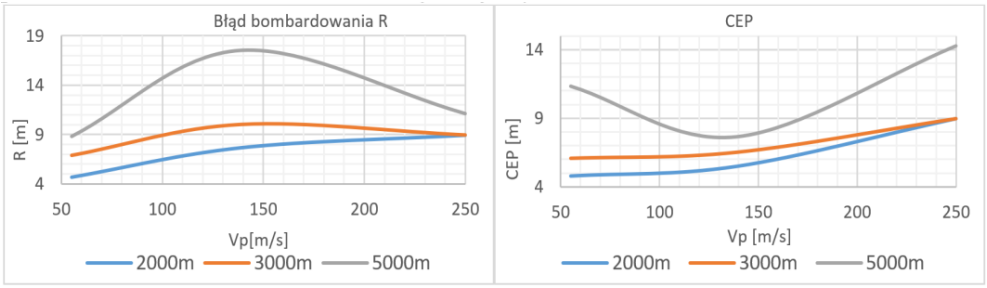
W celu pokazania zmian parametrów opisujących dokładność trafienia bomby w cel przy zmiennym kącie zrzutu, dla obu zrzutów układ współrzędnych został przesunięty w taki sposób, że punkt upadku bomby zrzuconej w atmosferze spokojnej jest początkiem układu współrzędnych.

Zwiększając kąt zrzutu bomby do $\Theta = -30°$, obserwuje się zmniejszenie błędu bombardowania o $\Delta R = 5{,}04$ m w stosunku do zrzutu z lotu poziomego. *CEP* zmniejszył się z 8,96 m (zrzut z lotu poziomego) do 4,94 m (zrzut bomby z kątem $\Theta = -30°$). Różnica wartości minimalnych i maksymalnych współrzędnych punktów zrzutu wynosi wzdłuż osi donośności $\Delta X_g = 25{,}03$ m i osi prostopadłej do osi donośności $\Delta Y_g = 7{,}34$ m.

Rysunki 3.8 i 3.9 przedstawiają zmianę wielkości błędu bombardowania i CEP punktów upadku bomby w funkcji zmiany wysokości i prędkości zrzutu. Zrzut bomby następował z lotu poziomego (kąt zrzutu równy 0°).



Rys. 3.8. Błąd bombardowania i CEP punktów upadku bomby zrzuconej z lotu poziomego z prędkością 55 m/s, 139 m/s i 250 m/s w funkcji wysokości zrzutu



Rys. 3.9. Błąd bombardowania i CEP punktów upadku bomby zrzuconej z lotu poziomego z wysokości 2000 m, 3000 m i 5000 m w funkcji prędkości zrzutu

Błąd bombardowania bomby rośnie wraz ze wzrostem wysokości zrzutu. Dla wysokości zrzutu wynoszącej H_p= 2000 m i prędkości V_P = 55 m/s parametr R jest równy 4,65 m, a dla wysokości H_p= 5000 m i prędkości V_P= 55 m/s R = 8,81 m. Jeżeli prędkość zrzutu rośnie przy zachowaniu wysokości zrzutu, to błąd bombardowania bomby wzrasta i osiąga maksimum równe R = 17,50 m dla prędkości V_P = 139 m/s i wysokości zrzutu H_p= 5000 m. Dalsza zmiana prędkość zrzutu do wartości V_P = 250 m/s powoduje zmniejszenie błędu bombardowania do wielkości R = 11,11 m. Zmiana taka występuje tylko dla H_p= 5000 m. Dla pozostałych wysokości zrzutu następuje wzrost błędu bombardowania wraz ze wzrostem prędkości zrzutu. Otrzymany przedział błędów bombardowania dla parametrów początkowych V_P = 55 m/s, V_P = 139 m/s i V_P = 250 m/s i H_p = 2000 m, H_p = 3000 m, H_p = 5000 m wynosi ΔR =12,91 m. CEP zwiększa się wraz ze wzrostem prędkości zrzutu i wysokością zrzutu. Najmniejsza zmiana CEP jest obserwowana dla V_P = 55 m/s, H_p = 2000 m i wynosi 4,77 m, a największa występuje podczas zrzutu z wysokości H_p = 5000 m i z prędkością V_P = 250 m/s, osiągając wartość równą 14,25 m. Najmniejsza zmiana CEP punktów upadku bomby występuje dla prędkości V_P = 139 m/s, wysokości zrzutu H_p = 3000 m i wynosi $\Delta CEP_{139m/s}$ = 2,17 m.

Rozpatrując inne parametry ruchu bomby w atmosferze turbulentnej, takie jak kąt i prędkość upadku, stwierdzono, że wpływ turbulencji na nie jest pomijalny. Średni kąt upadku bomby w warunkach turbulencji wynosi Θ = -51,6°, zaś w atmosferze spokojnej Θ = -51,4°. Zmiana prędkości upadku wynosi ΔV = 0,57 m/s.

3.5. Podsumowanie

Dotychczasowe wyniki analiz potwierdzają, że turbulencja atmosfery znacząco wpływa na rozkład punktów upadku bomby. Punkty upadku bomby tworzą na płaszczyźnie OX_gY_g obszar zwany elipsą rozrzutu. Długość osi podłużnej elipsy rozrzutu wzdłuż osi donośności określona jest przez współrzędne punktów upadku bomby, które uzyskały maksymalną i minimalną donośność. Oś poprzeczna elipsy, przechodząca przez środek średniego punktu upadku, ograniczona jest współrzędnymi punktów, które osiągnęły maksymalne odchylenie od linii celowania. Wyniki wskazują, że wraz ze wzrostem wysokości zrzutu

następuje zwiększenie pola elipsy rozrzutu i oddalenie średniego punktu upadku od punktu upadku bomby w atmosferze spokojnej. Jednak dla przypadku zrzutu bomby z wysokości H_p= 5000 m i prędkości zrzutu mieszczących się w przedziale V_P = 55÷250 m/s, błąd bombardowania rośnie do prędkości zrzutu równej V_P = 139 m/s, a po jej przekroczeniu maleje. W przypadku średniego kołowego błędu trafienia wraz ze wzrostem wysokości i prędkości zrzutu, CEP wzrasta. Odmienny przebieg zmian CEP wystąpił dla wysokości zrzutu H_p = 5000 m. W tym przypadku średni kołowy błąd trafienia maleje do prędkości V_P = 139 m/s i zaczyna wzrastać wraz ze wzrostem prędkości zrzutu. Taka zmiana błędu bombardowania i CEP bomby, odbiegająca od ogólnego trendu zaobserwowanego dla pozostałych parametrów początkowych zrzutu bomby, wymaga przeprowadzenia dodatkowych symulacji w celu potwierdzenia tendencji zmiany błędu bombardowania i średniego kołowego błędu trafienia.

Aby zmniejszyć błąd bombardowania i CEP w atmosferze turbulentnej, należy zwiększyć kąt zrzutu. Średnie punkty upadku układają się przed punktem upadku bomby w atmosferze spokojnej. Świadczy to o zwiększonym kącie nutacji bomby w czasie lotu, co bezpośrednio przekłada się na skrócenie donośności bomby, w wyniku wzrostu oporu aerodynamicznego.

Średnie kąty upadku i prędkości upadku zbliżone są do wartości zbadanych dla atmosfery spokojnej. Znajomość kąta upadku pozwala na wyznaczenie warunków początkowych zrzutu w celu określenia krytycznego kąta zrzutu, przy którym bomba rykoszetuje. Znajomość kąta nutacji podczas lotu bomby pozwala na wyznaczenie trajektorii lotu niezbędnej do prawidłowego działania systemu korekcji toru lotu bomby.

Turbulencja atmosfery ma znaczący wpływ na celność i rozrzut punktów upadku bomby, natomiast jej wpływ na kąt i prędkość upadku jest pomijalny.

Literatura

1. Baranowski L.: *Modelowanie, identyfikacja i badania numeryczne dynamiki lotu obiektów balistycznych na potrzeby systemów kierowania ogniem artylerii naziemnej.* Wydawnictwo Wojskowej Akademii Technicznej, Warszawa 2011.
2. Baranowski L., Gadomski B., Szymonik J., Majewski P.: *Comparison of Explicit and Implicit Forms of The Modified Point Mass Trajectory Model*. Journal of Theoretical and Applied Mechanics, No. 4, Vol. 54, 2016.
3. Carlucci D.E., Jacobson S.S.: *Ballistics - Theory and Design of Guns and Ammunitions*, CRC Press, 2007.
4. Długołęcki A.: Badanie środków bojowych w aspekcie oceny trwałości użytkowej. Rozprawa doktorska ITWL Warszawa 2012.
5. Dmitrijewskij A.A, *Wnieszniaja ballistika*. Wydawnictwo Maszynostrojenije, Moskwa 1972.
6. Gacek J.: *Balistyka zewnętrzna Cz. I i II,* Wydawnictwo WAT, Warszawa 1999.
7. Gajek L., Kałuszka M.: *Wnioskowanie statystyczne modele i metody.* Wydawnictwo Naukowo-Techniczne, Warszawa 1993.
8. Kowaleczko G., Buler W., Pietraszek M., Grajewski K.: *Model ruchu sterowanej bomby lotniczej w warunkach turbulencji.* Mechanika w Lotnictwie ML-XVIII, tom 1, Warszawa 2018.

9. Kowaleczko G., Żyluk A.: *Influence of Atmospheric Turbulence on Bomb Release*. Journal of Theoretical and Applied Mechanics, No.1, Vol. 47, 2009.
10. Kowaleczko G., Żyluk A., Nowakowski M., Olejniczak E.: *Wpływ prędkości indukowanej na lot pocisku rakietowego odpalanego ze śmigłowca*. Modelowanie Inżynierskie, tom 26, zeszyt 57 PTMTS Gliwice 2015.
11. Kurow W., Dołżanski J.: *Zasady projektowania pocisków rakietowych na paliwo stałe.* Wydawnictwo Ministerstwa Obrony Narodowej, Warszawa 1964.
12. Lieske R., McCoy R.L.: *Equations of Motion of a Rigid Projectile*. Ballistic Research Laboratories Technical Report No.1244, 1964.
13. Lieske R., Reitler M.: *Equations of Motion for a Modified Point Mass Trajectory.* Ballistic Research Laboratories Report No.1314, 1966.
14. McCoy R.L.: *Modern Exterior Ballistics*, Schiffer Publishing Ltd., 2012.
15. Polska Norma PN-83/L-01010.00, Mechanika lotu samolotów i szybowców – Terminologia.
16. *PRODAS Software v.3*, Arrow Tech Associates Inc., 2008.
17. Shinozuka M.: *Simulation of Multivariate and Multidimensional Random Processes*. Journal of the Acoustical Society of America, Vol. 49, 1971.
18. Shinozuka M., Jan C.-M.: *Digital Simulations of Random Processes and Its Applications*. Journal of Sound and Vibrations, No. 25, 1972.
19. Winczura Z., Żyluk A.: *Metoda wyznaczania warunków początkowych swobodnego lotu bomby.* VIII Ogólnopolska Konferencja „Mechanika w Lotnictwie", Warszawa 1998.
20. Żyluk A.: *Badania symulacyjne balistyki zewnętrznej lotniczych środków bojowych.* Prace Naukowe Instytutu Technicznego Wojsk Lotniczych, zeszyt nr 24, Warszawa 2009.

4

Ocena skuteczności aktywnego sterowania bombą lotniczą

Grzegorz KOWALECZKO, Mariusz PIETRASZEK, Mirosław WIJASZKA, Bartosz IWANIUK, Krzysztof STAWIASZ

4.1. Wprowadzenie

Bomba z definicji służy do niszczenia obiektów siłą energii wyzwolonej podczas jej detonacji. Celem jej zrzutu jest więc trafienie w obiekt z największą możliwą dokładnością, tak aby energia jej wybuchu w jak największym stopniu oddziaływała na wybrany obiekt. Precyzja trafienia klasyczną bombą zależy od umiejętności pilota i warunków środowiskowych. Aby ją poprawić i zniwelować wpływ powyższych czynników, stosuje się systemy aktywnego sterowania. Jednym ze stosowanych systemów jest półaktywna, laserowa metoda sterowania SAL (*Semi-Active Laser*). W metodzie tej obiekt jest podświetlany z niezależnego źródła laserowego (*target designator*), natomiast system sterowania bomby (SAL) automatycznie naprowadza się na odbite od obiektu echo sygnału podświetlanego. Bomby naprowadzane (korygowane) laserowo LGB (*laser-guided bomb*) są stosowane na współczesnym polu walki przez większość armii świata.

Zakład Uzbrojenia Instytutu Technicznego Wojsk Lotniczych prowadzi prace naukowo-badawcze mające na celu realizację własnej konstrukcji tej klasy bojowych środków lotniczych.

Prototyp bomby korygowanej został zaprojektowany i wykonany w ramach modyfikacji lotniczej bomby ćwiczebnej. Modyfikacja polegała na zabudowaniu w korpusie bomby laserowego układu korekcji toru lotu oraz układów sterowania. Układ detekcji składa się z czterech rozmieszczonych symetrycznie detektorów. Natomiast układ sterowania to dwie pary skrzydełek, które wychylając się parami umożliwiają sterowanie bombą w dwóch płaszczyznach.

W rozdziale zostanie zaprezentowany proces modelowania dynamiki lotu korygowanej bomby lotniczej oraz stosowany w symulacjach, model matematyczny bomby lotniczej bazujący na modelu bryły sztywnej. Główny nacisk zostanie położony na omówienie wpływu parametrów układu detekcji echa sygnału laserowego oraz układu regulacji na rozrzut oraz celność bomby.

4.2. Model matematyczny bomby korygowanej

Model matematyczny ruchu bomby bazuje na następujących założeniach:

1. Bomba jest bryłą sztywną o sześciu stopniach swobody, stałej masie i momentach bezwładności oraz niezmiennym położeniu środka masy.
2. Bomba jest obiektem osiowo symetrycznym z płaszczyznami symetrii *Oxy* i *Oxz*, które są zarazem płaszczyznami symetrii geometrycznej, masowej i aerodynamicznej pokrywającymi się z płaszczyznami usterzenia.
3. Pomija się ruch wirowy Ziemi i krzywiznę jej powierzchni.

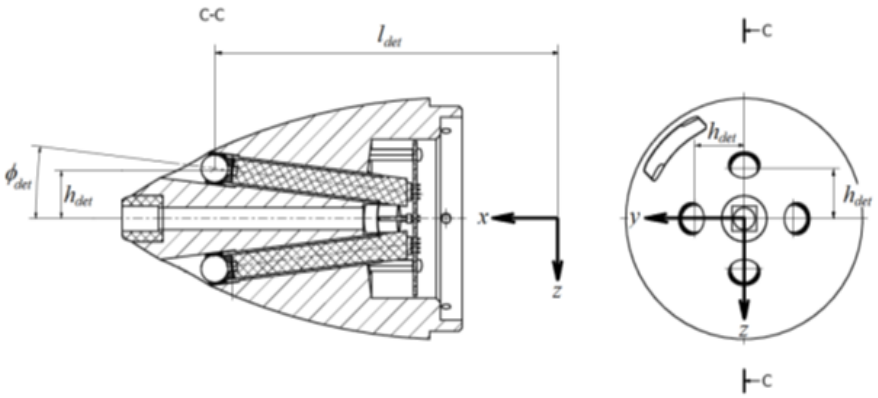
Model ten został przedstawiony w pracy [3], gdzie dokładnie omówiono układ 12 równań różniczkowych zwyczajnych o postaci:

$$\dot{x} = \mathrm{f}(\mathrm{x}, \mathrm{t}, \mathrm{u}) \tag{4.1}$$

opisujących ruch przestrzenny bomby.

4.3. Model detekcji echa sygnału laserowego

W celu opracowania laserowego układu korekcji lotu należało zamodelować detekcję echa sygnału laserowego. W tym celu przyjęto koncepcję przedstawioną na rys. 4.1.



Rys. 4.1. Model detekcji echa sygnału laserowego

Dwie pary identycznych odbiorników echa sygnału laserowego rozmieszczono symetrycznie względem osi podłużnej bomby w taki sposób, że osie podłużne odbiorników każdej pary leżą w płaszczyznach symetrii bomby. Odbiorniki zostały odchylone (w płaszczyznach symetrii bomby) od osi podłużnej bomby o kąt zaklinowania $\Phi_{det} = 7°$. Położenie odbiorników w układzie współrzędnych związanym z bombą zostało podane w tabeli 4.1.

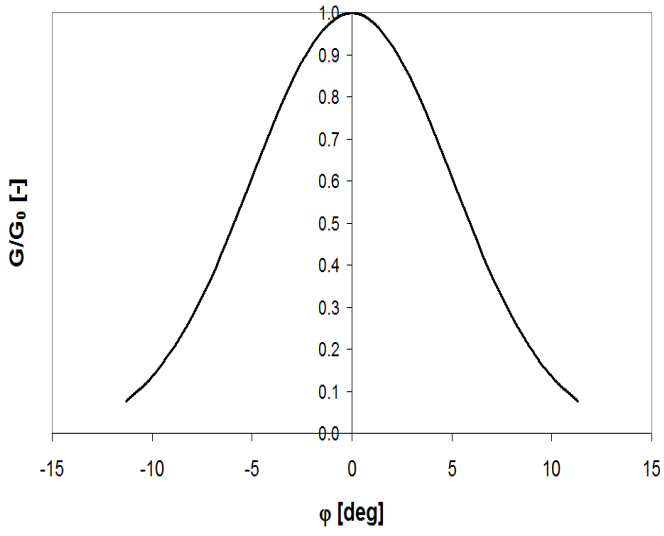
Tabela 4.1

Położenie odbiorników w układzie współrzędnych związanym z bombą

Odbiornik	Współrzędne	Wektor jednostkowy
górny	$\mathbf{r}_g = [l_{det}, 0, -h_{det}]$	$\mathbf{w}_g = [\cos\Phi_{det}, 0, -\sin\Phi_{det}]$
dolny	$\mathbf{r}_d = [l_{det}, 0, h_{det}]$	$\mathbf{w}_d = [\cos\Phi_{det}, 0, \sin\Phi_{det}]$
prawy	$\mathbf{r}_p = [l_{det}, h_{det}, 0]$	$\mathbf{w}_p = [\cos\Phi_{det}, \sin\Phi_{det}, 0]$
lewy	$\mathbf{r}_l = [l_{det}, -h_{det}, 0]$	$\mathbf{w}_l = [\cos\Phi_{det}, -\sin\Phi_{det}, 0]$

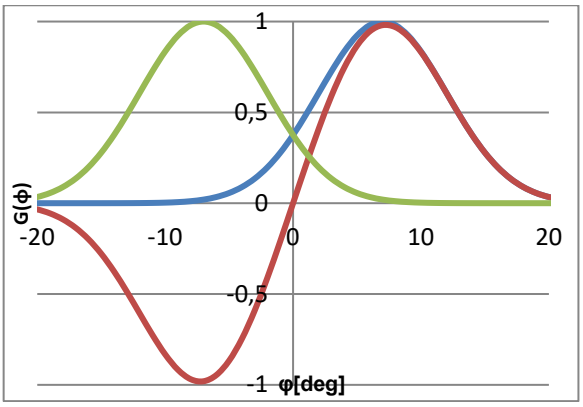
Charakterystyka odbiornika została aproksymowana funkcją rozkładu normalnego o wartości oczekiwanej $\mu = 0$ oraz odchyleniu standardowym $\sigma = 5$, unormowaną do jedności i opisaną wzorem:

$$\frac{G_i(\varphi_i)}{G_0} = e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\varphi_i}{\sigma}\right)} \tag{4.2}$$



Rys. 4.2. Charakterystyka odbiornika

Zaprezentowane powyżej rozmieszczenie odbiorników umożliwiło uzyskanie w każdej z płaszczyzn symetrii bomby, odpowiadających kanałom sterowania w tych płaszczyznach, charakterystyki różnicowej przedstawianej kolorem czerwonym na rys. 4.3.



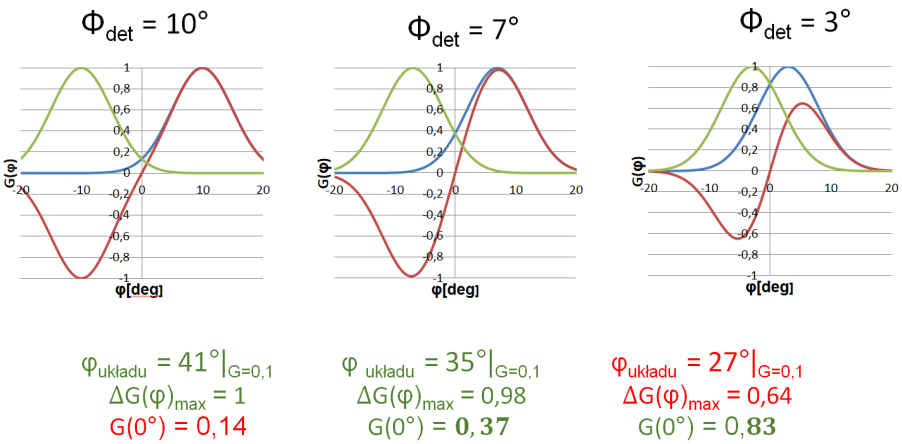
Rys. 4.3. Charakterystyka różnicowa pary odbiorników

Kolorem zielonym i niebieskim zaznaczono charakterystyki odbiorników położonych w jednej płaszczyźnie symetrii bomby. Zaletą takiego rozwiązania jest występowanie liniowego odcinka charakterystyki w stosunkowo dużym zakresie kąta widzenia układu optycznego oraz punktu dyskryminacji przejścia przez zero o wysokiej rozróżnialności.

Doboru konfiguracji układu detekcji echa sygnału laserowego dokonano w oparciu o trzy założenia:

– uzyskanie możliwie najszerszej charakterystyki układu optycznego, przy zachowaniu liniowej odcinka w środkowej jej części,
– uzyskanie największej, maksymalnej amplitudy sygnału różnicowego,
– uzyskanie optymalnej amplitudy charakterystyk dla zerowej wartości kąta obserwacji celu układu (jednoznaczny punkt detekcji zera).

Analizę przeprowadzono w oparciu o trzy różne kąty zaklinowania detektorów (10°, 7°, 3°), rys. 4.4.



Rys. 4.4. Charakterystyki pary odbiorników dla różnych konfiguracji układu detekcyjnego

Na wstępie analizy należy wyjaśnić, iż kryterium optymalności amplitudy charakterystyk dla zerowej wartości kąta obserwacji celu układu polega na uzyskaniu takiej wartości sygnału wyjściowego odbiornika dla $\varphi_{układu} = 0$, która jest jednoznacznie większa od poziomu szumu rzeczywistego odbiornika.

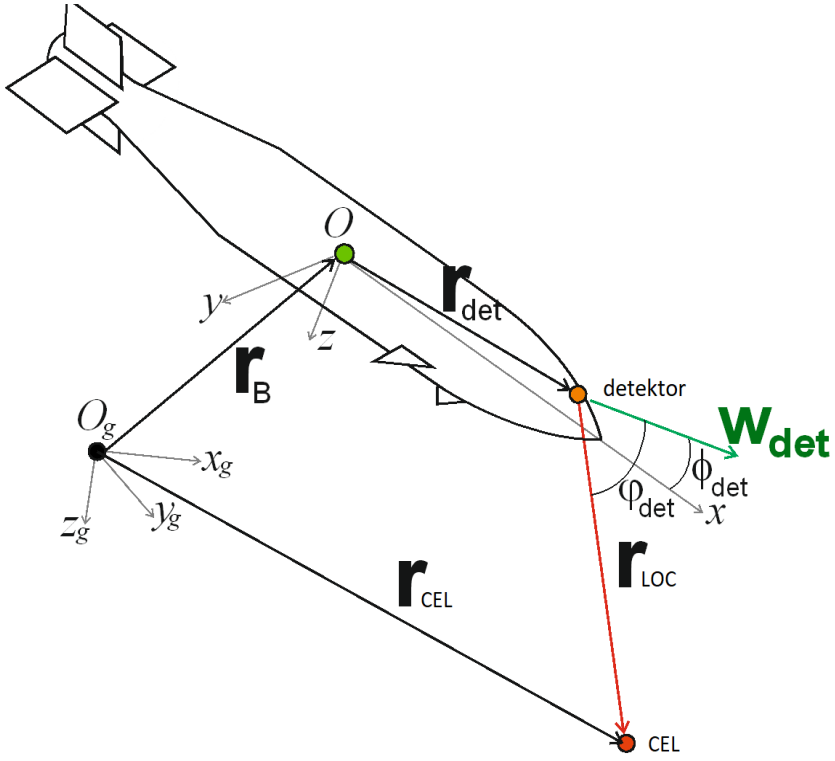
Dla kąta zaklinowania 10° uzyskano najszerszą charakterystykę układu optycznego, największą amplitudę sygnału różnicowego, ale zbyt niską wartość amplitudy charakterystyk dla zerowej wartości kąta obserwacji celu układu.

Dla kąta zaklinowania równego 3° zarówno szerokość charakterystyki układu optycznego, jak i maksymalna amplituda sygnału różnicowego odbiegają od wartości pożądanych.

Najlepsze rezultaty uzyskano dla kąta 7° i pod takim kątem ostatecznie zamontowano odbiorniki.

W celu obliczenia linii obserwacji celu i dalej kąta obserwacji celu φ_{det} (rys. 4.5) posłużono się geometrią analityczną (4.3) i (4.4) oraz własnościami iloczynu skalarnego dwóch wektorów (4.5).

Otrzymano następujące relacje:



Rys. 4.5. Linia obserwacji celu

$$\mathbf{r_B} + \mathbf{r_{det}} + \mathbf{r_{LOC}} - \mathbf{r_{CEL}} = \mathbf{0} \tag{4.3}$$

$$\begin{bmatrix} x_{LOC} \\ y_{LOC} \\ z_{LOC} \end{bmatrix} = \boldsymbol{L}_{b/g} \left(\begin{bmatrix} x_{g_cel} \\ y_{g_cel} \\ z_{g_cel} \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} x_{g_b} \\ y_{g_b} \\ z_{g_b} \end{bmatrix} \right) - \begin{bmatrix} x_{det} \\ y_{det} \\ z_{det} \end{bmatrix} \tag{4.4}$$

$$\varphi_{det} = arccos \frac{\mathbf{r}_{LOC} w}{|\mathbf{r}_{LOC}| \cdot |w|} = arccos \frac{x_{LOC} x_w + y_{LOC} y_w + z_{LOC} z_w}{\sqrt{x_{LOC}{}^2 + y_{LOC}{}^2 + z_{LOC}{}^2}} \tag{4.5}$$

W założonym modelu kąt wychylenia sterów jest funkcją różnicy sygnałów wyjściowych odbiorników jednej płaszczyzny symetrii bomby, a te z kolei są funkcją kąta obserwacji celu (4.6) i (4.7).

$$\delta_M = u(\Delta G_{ud}) = u(G_u - G_d) \tag{4.6}$$

$$\delta_N = u(\Delta G_{lr}) = u(G_l - G_r) \tag{4.7}$$

Na podstawie wzorów (4.8)–(4.11) określamy siły i momenty sił sterujących.

$$F_{y_ster} = \frac{1}{2} C_N^{\delta} \rho \mathrm{V}_{\mathrm{aer}}^2 S \delta_N \tag{4.8}$$

$$F_{z_ster} = -\frac{1}{2} C_N^{\delta} \rho \mathrm{V}_{\mathrm{aer}}^2 S \delta_M \tag{4.9}$$

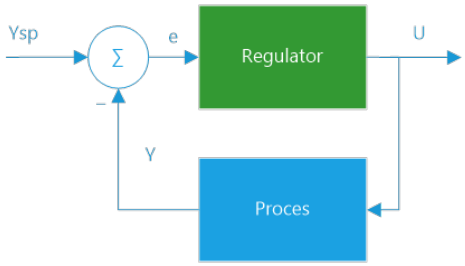
$$M_{ster} = -l_{F2} F_{z_ster} \tag{4.10}$$

$$N_{ster} = l_{F2} F_{y_ster} \tag{4.11}$$

gdzie:
C_N^{δ} – pochodna współczynnika siły normalnej wytwarzanej przez stery względem kąta nutacji,
l_{F2} – odległość między środkiem masy bomby a punktem parcia sterów,
V_{aer} – prędkość bomby względem powietrza,
S – powierzchnia odniesienia bomby.

4.3.1. Regulator typu PID

W celu zwiększenia efektywności procesu sterowania oraz dopasowania układu regulacji do procesu, jakim jest ruch bomby w przestrzeni, wprowadzono układ regulacji oparty na znanym z literatury i powszechnie stosowanym w automatyce regulatorze typu PID (rys. 4.6).



Rys. 4.6. Regulator typu PID

Zadaniem układu regulacji jest minimalizacja sygnału uchybu $e(t)$ w taki sposób, aby sygnał zadany $Y_{sp}(t)$ w jak najmniejszym stopniu różnił się od sygnału wyjściowego $Y(t)$ procesu.

Regulator typu PID może składać się z kombinacji członów: proporcjonalnego, całkowego i różniczkowego. Poszczególne człony zależą od uchybu, dając relację pozwalającą na wyznaczenie sygnału sterującego:

$$u(t) = K_p(e(t) + \frac{1}{T_i}\int_0^t e(t)d\tau + T_d\frac{de(t)}{dt}) \tag{4.12}$$

$$e(t) = Y_{sp}(t) - Y(t) \tag{4.13}$$

Człon proporcjonalny reprezentuje informację o chwilowej wielkości uchybu, człon całkowy mówi o poprzednich wartościach uchybu, a człon różniczkowy o charakterze zmian uchybu w czasie. Dobór typu regulatora do danego procesu polega na zestawieniu członów w sposób odpowiedni do danego rozwiązania. Najczęściej stosowane są regulatory typu P, PI, PD, PID.

Ogólne zasady doboru typu regulatora do procesu są następujące:

- aby uzyskać odchyłki statyczne bliskie zeru, niezbędny jest człon całkujący I;
- regulator PI zapewnia dobrą jakość regulacji tylko przy zakłóceniach o małych częstotliwościach;
- regulator PD zapewnia szersze pasmo regulacji niż regulator PI, jednak przy zakłóceniach wolnozmiennych wartości wskaźników jakości regulacji są gorsze;
- regulator PID łączy zalety obu poprzednich regulatorów.

Parametrami regulatora są: wzmocnienie K_p, czas całkowania T_i oraz czas różniczkowania T_d. Ponieważ parametry regulatorów są bardzo trudne albo wręcz niemożliwe do wyznaczenia w sposób analityczny, stosuje się tzw. eksperymentalne metody doboru nastaw. Należą do nich m.in.:

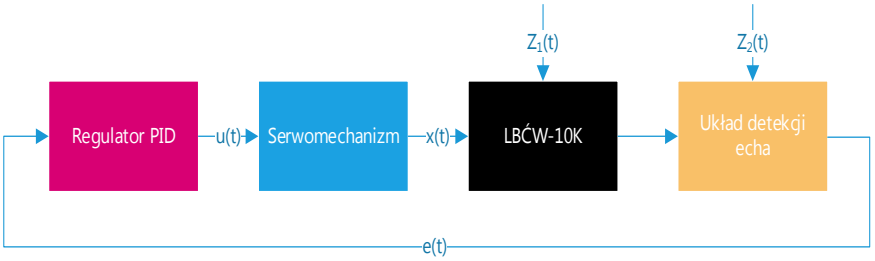
- metoda odpowiedzi skokowej,
- metoda Zieglera-Nicholsa,
- metoda charakterystyk częstotliwościowych.

W pracy przebadano dwa typy regulatorów:

- regulator typu P z $K_p = 1$,
- regulator typu PI z $K_p = 0{,}32$, $T_i = 1{,}5$.

Parametry regulatora typu PI dobrano metodą Zieglera-Nicholsa.

Ostatecznie laserowy układ korekcji lotu działa według schematu przedstawionego na rys. 4.7.

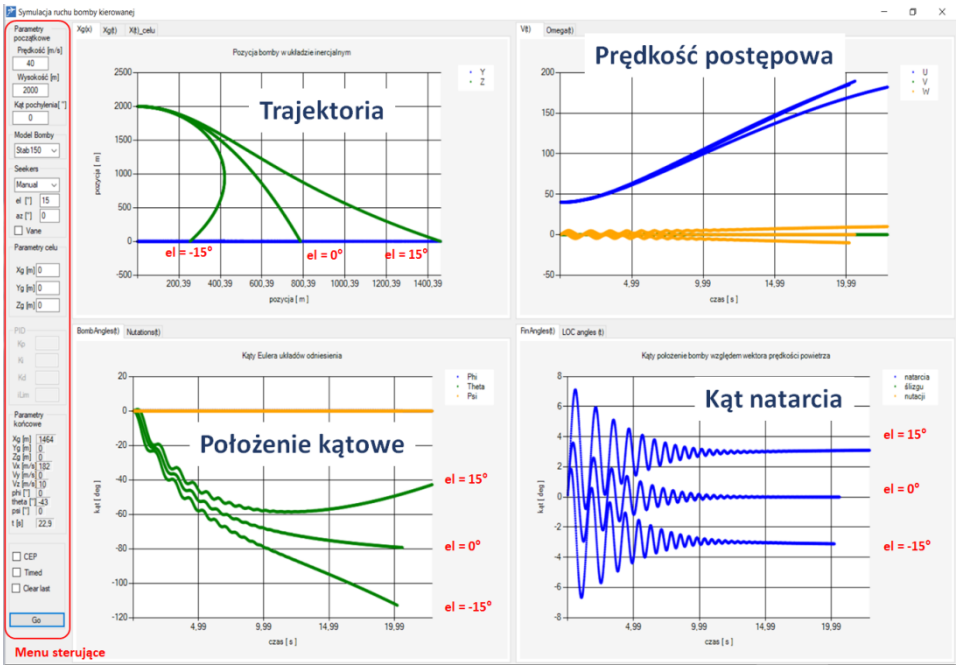


Rys. 4.7. Schemat działania laserowego układu korekcji lotu

Sygnał uchybu *e(t),* który jest funkcją różnicy kątów obserwacji celu φ_{det} odbiorników jednej płaszczyzny, trafia na wejście regulatora typu PID. Sygnał wyjściowy regulatora *u(t)* steruje serwomechanizmem, powodując wychylenie sterów. Stery bomby oddziaływające z powietrzem powodują zmianę położenia bomby w przestrzeni. Ponieważ układ detekcji echa sygnału laserowego jest na stałe sprzęgnięty z bombą, następuje zmiana kątów obserwacji celu φ_{det}, a co za tym idzie, zmiana uchybu *e(t)* i cały proces się powtarza.

4.4. Przykłady symulacji

Na podstawie wcześniej przedstawionego modelu matematycznego ruchu bomby korygowanej oraz modelu układu detekcji echa sygnału laserowego napisano algorytmy obliczeniowe. W ten sposób powstała aplikacja służącą do symulacji ruchu bomby korygowanej. Szatę graficzną aplikacji prezentuje rys. 4.8. Z lewej strony ekranu występuje pasek menu sterującego. Za jego pomocą można zadać parametry początkowe zrzutu, wybrać model bomby, wybrać model detekcji echa sygnału laserowego, ustawić parametry położenia celu, wybrać parametry regulatora typu PID oraz po wykonaniu symulacji odczytać parametry bomby w momencie upadku.



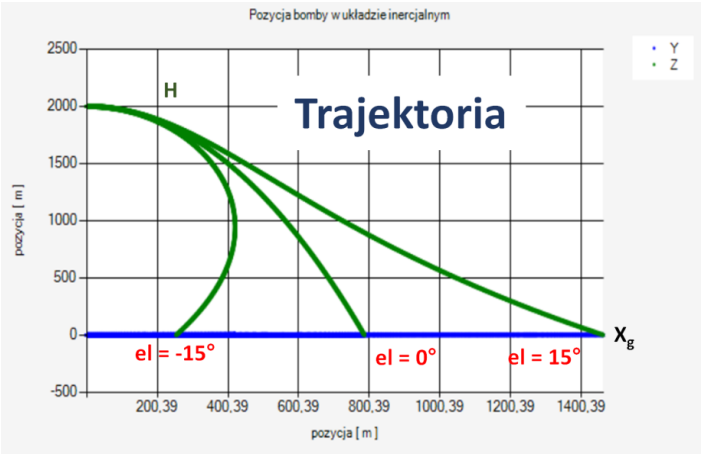
Rys. 4.8. Symulacja ruchu bomby korygowanej

4.4.1. Zrzut bomby niesterowanej

W celu sprawdzenia działania modelu matematycznego bomby oraz oceny skuteczności działania sterów wykonano symulację polegającą na trzech zrzutach bomb z niezmiennymi warunkami początkowymi:

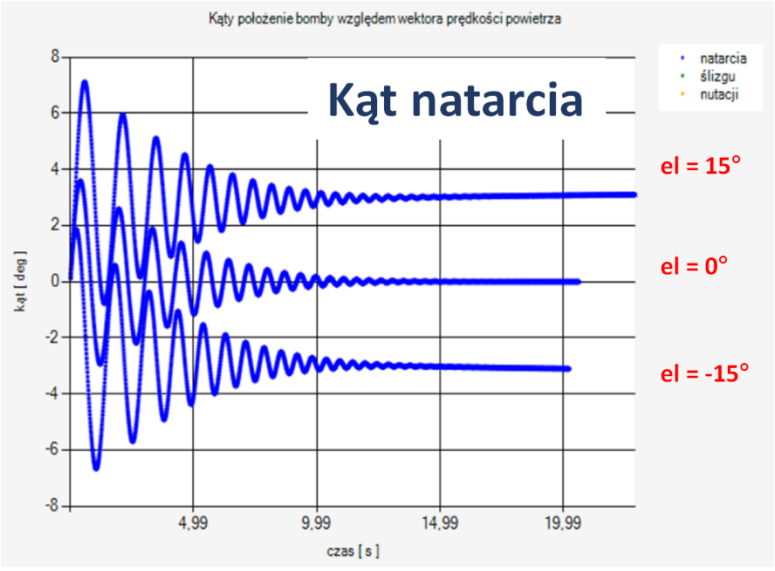
- położenie $X = [0,0,-2000]$,
- prędkość $V = [40,0,0]$,
- pozostałe parametry zerowe.

Każdy zrzut bomby wykonano pod innym kątem wychylenia sterów elewacji, tj. -15°, 0°, 15° niezmiennym w czasie lotu. Wyniki symulacji prezentują rys. 4.9 i 4.10. Wykres pokazany na rys. 4.9 przedstawia trajektorię lotu bomby (składowa y_g – niebieski, z_g – zielony) w funkcji odległości liniowej x_g i informuje o efektywności sterowania oraz zakresie donośności bomby.



Rys. 4.9. Trajektoria bomby w układzie związanym z ziemią

Wykres na rys. 4.10 przedstawia zmiany kąta natarcia bomby dla różnych kątów wychylenia sterów. Z wykresu wynika, iż mimo skrajnego wychylenia sterów kąty natarcia bomby pozostają w zakresie liniowych charakterystyk współczynników aerodynamicznych.

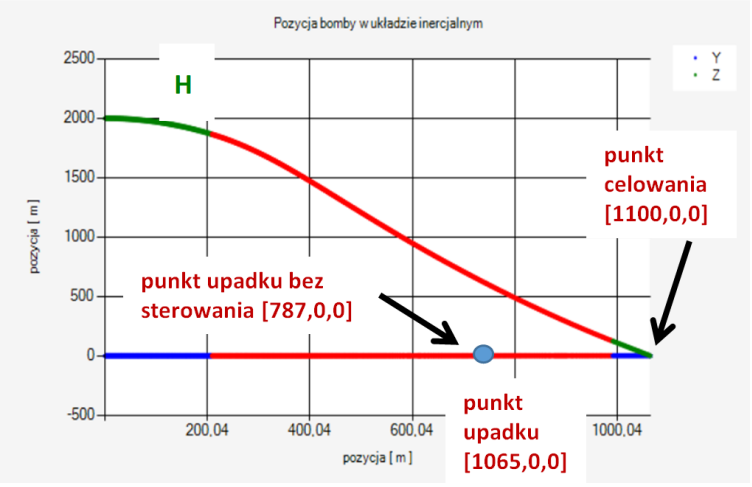


Rys. 4.10. Kąt natarcia bomby

4.4.2. Zrzut bomby z laserowym układem korekcji lotu

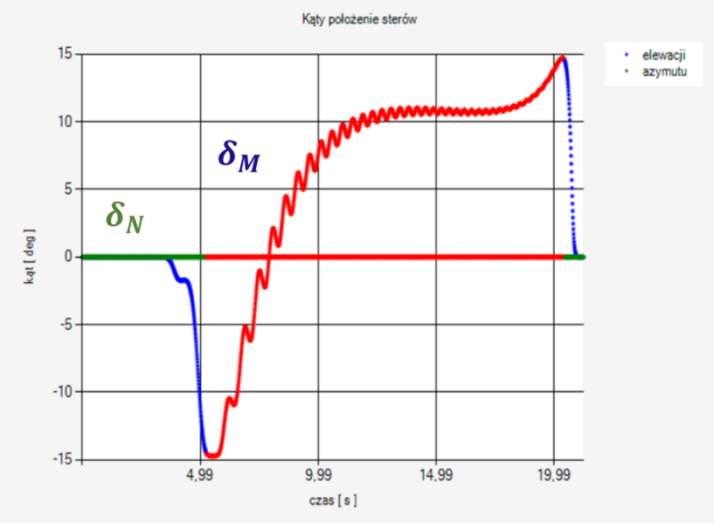
Kolejne symulacje polegały na zrzucie bomby z włączonym laserowym układem korekcji lotu. Symulacje wykonano dla dwóch typów regulatorów – P i PI. Warunki początkowe nie zostały zmienione, punkt celowania ustawiono w pozycji X_c = [1100,0,0].

Na rys. 4.11 przedstawiono trajektorię lotu bomby otrzymaną w wyniku symulacji zrzutu bomby z włączonym laserowym układem korekcji. Zastosowano układ regulacji w postaci regulatora typu P. Upadek bomby nastąpił 35 m przed punktem celowania. Należy tutaj zaznaczyć, iż dla powyższych parametrów początkowych zrzutu i układu z wyłączonym laserowym układem korekcji (stery ustawione w pozycji 0) bomba upadłaby w punkcie [787,0,0]. Symulacja pokazuje, jak bardzo zwiększa się obszar skutecznego oddziaływania bomby.



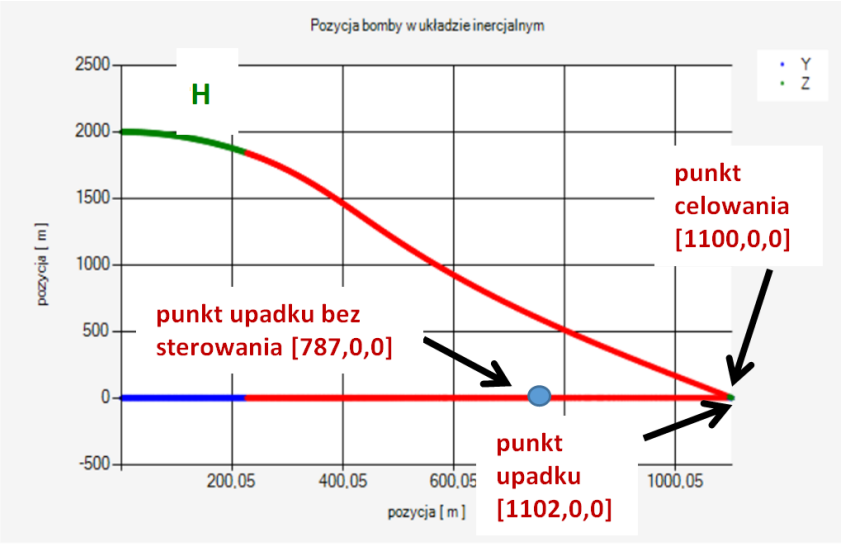
Rys. 4.11. Trajektoria bomby – regulator typu P

Na rys. 4.12 przedstawiono wykres kątów wychylenia sterów w funkcji czasu dla tej samej symulacji. Wyraźnie widać wpływ zmian kątowego położenia bomby na wychylenie sterów.



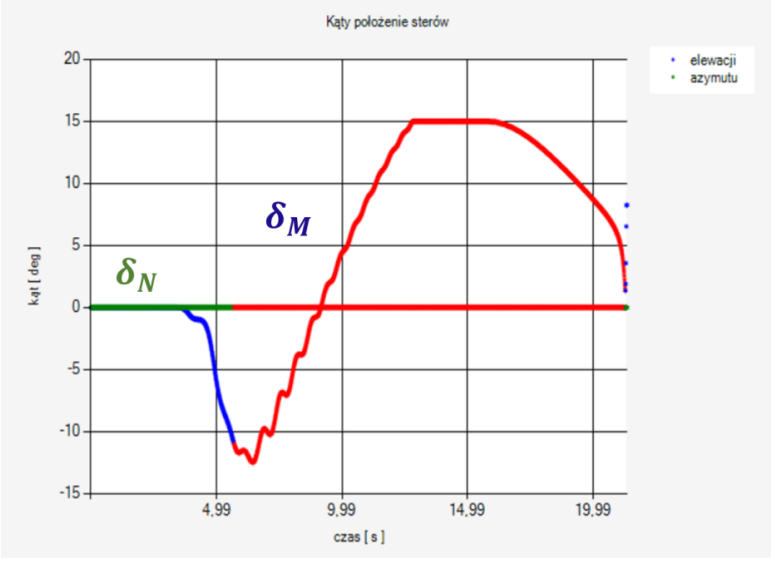
Rys. 4.12. Kąty wychylenia sterów – regulator typu P

Kolejną symulację wykonano z zastosowaniem regulatora typu PI. Trajektorie lotu bomby przedstawiono na rys. 4.13. Z wyników symulacji wynika, że zastosowanie regulatora typu PI znacznie poprawiło precyzję rażenia celu w stosunku do regulatora typu P.



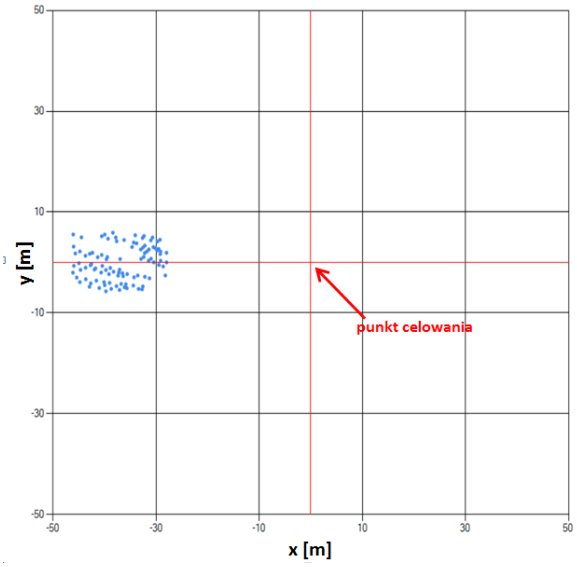
Rys. 4.13. Trajektoria bomby – regulator typu PI

Jak widać, człon całkujący wprowadził pewną inercję w działaniu regulatora, w skutek czego stery wolniej reagują na zmiany bieżącego kąta obserwacji celu. Dobrze to pokazuje wykres na rys. 4.14. Można zaobserwować również znaczne ograniczenie wpływu zmian kątowego położenia bomby na wychylenie sterów. Dodatkowo wykres z rys. 4.14 pokazuje specyfikę działania członu całkującego regulatora. Wartość wychylenia sterów wypracowana przez człon całkujący regulatora była w krótkim przedziale czasu na tyle duża, iż musiała zostać ograniczona do wartości maksymalnego wychylenia sterów, jakie założono dla tego modelu bomby (15°).



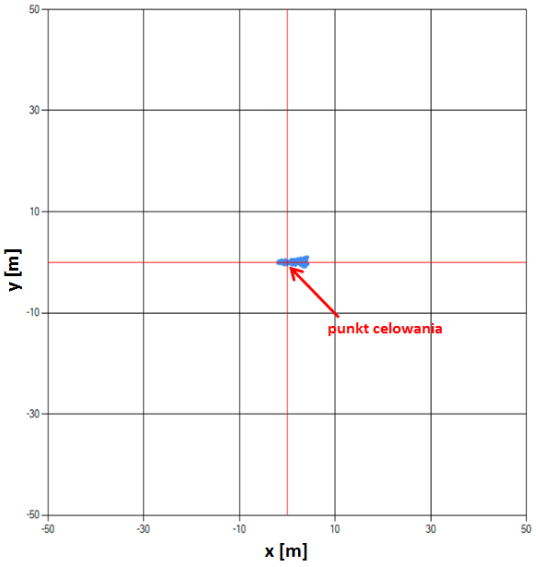
Rys. 4.14. Kąty wychylenia sterów – regulator typu PI

Do oceny precyzji rażenia celu przeprowadzono symulację polegającą na wykonaniu stu zrzutów bomb dla każdego z zastosowanych regulatorów. Dodatkowo, warunki początkowe zrzutów zostały zaburzone z wykorzystaniem programowej funkcji losowej. Zakłócenie to miało imitować błąd pilota będący wynikiem wyprzedzenia lub opóźnienia momentu zrzutu w zakresie ±2 s. Ponieważ prędkość początkowa wynosiła 40 m/s, uzyskano zmianę położenia punktu zrzutu w stosunku do punktu celowania w zakresie ±80 m w płaszczyźnie *x,y*. Wyniki symulacji zostały przedstawione na rys. 4.15 i 4.16.



Rys. 4.15. Wyniki symulacji dla regulatora typu P

Dla bomby korygowanej z regulatorem typu P średni punkt upadku bomby oddalony jest o ok. 37 m od punktu celowania. Odchylenia standardowe przeprowadzonych stu zrzutów względem średniego miejsca upadku wynoszą $\sigma_x = 7{,}2$ m i $\sigma_y = 4{,}3$ m.



Rys. 4.16. Wyniki symulacji dla regulatora typu PI

Dla przypadku bomby korygowanej z regulatorem typu PI, wyniki symulacji prezentują się znacznie lepiej. Średni punkt upadku bomby oddalony jest o ok. 2 m od punktu celowania, natomiast odchylenia standardowe przeprowadzonych stu zrzutów względem średniego miejsca upadku wynoszą $\sigma_x = 2{,}1$ m i $\sigma_y = 0{,}5$ m.

4.5. Wnioski

Na podstawie przeprowadzonych symulacji można stwierdzić, że zastosowanie w bombach lotniczych laserowego układu korekcji lotu znacznie zwiększa zarówno skuteczny obszar, jak i precyzję rażenia celu. Dla zrzutu bomby z wysokości 2000 m z prędkością 40 m/s obszar skutecznego rażenia zawiera się w przedziale od ok. 400 m do ok. 1200 m od punktu zrzutu. Natomiast precyzja rażenia celu rozumiana jako minimalna odległość punktu celowania od średniego punktu upadku ściśle zależy od zastosowanych praw sterowania, tj. od jakości dopasowania układu regulacji do procesu ruchu bomby korygowanej.

Mając powyższe na uwadze, należy stwierdzić, że główny wysiłek dalszych prac powinien się koncentrować na optymalizacji praw sterowania pod kątem precyzji rażenia celu dla różnych parametrów początkowych zrzutu.

Literatura

1. Brzózka J., *Regulatory i układy automatyki*. Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 2004.
2. Gacek J.: *Balistyka zewnętrzna*. Wydawnictwo WAT, Warszawa 1999.
3. Kowaleczko G., Buler W., Pietraszek M., Grajewki K.: *Model ruchu sterowanej bomby lotniczej w warunkach turbulencji.* Mechanika w lotnictwie ML-XVIII 2018, Warszawa 2018.
4. Kowaleczko G., Pietraszek M.: *Estimation of the accuracy of laser guided bomb*. Journal of KONES, Vol. 23, No. 3, Warszawa 2016.
5. Kowaleczko G., Pietraszek M., Olejniczak E.: Evaluation of the possibility of bomb flight control. ITWL.
6. PRODAS, Arrow Tech Associates, Inc. USA, 2008.
7. Sprawozdanie S-14-12/16 Określenie charakterystyk balistycznych lotniczej bomby z układem korekcji lotu, brzechwy trapezowe. Niepublikowane, ITWL, Warszawa 2016.
8. Sprawozdanie Badania doświadczalne w tunelu aerodynamicznym charakterystyk aerodynamicznych modelu bomby lotniczej z układem korekcji lotu. Niepublikowane, ITWL, Warszawa.
9. Skup Z.: *Podstawy automatyki i sterowania*. Politechnika Warszawska, Warszawa 2012.
10. Winczura Z., Żyluk A.: *Metoda wyznaczania warunków początkowych swobodnego lotu bomby*. VIII Ogólnopolska Konferencja „Mechanika w Lotnictwie", Warszawa 1998.

5

Pomiary parametrów fali uderzeniowej wytwarzanej przez wybuch głowicy niekierowanego lotniczego pocisku rakietowego 70 mm

Andrzej FARYŃSKI, Andrzej DŁUGOŁĘCKI, Zbigniew ZIÓŁKOWSKI, Wiesław BULER, Piotr WASILEWSKI, Anna LODA

5.1. Wprowadzenie

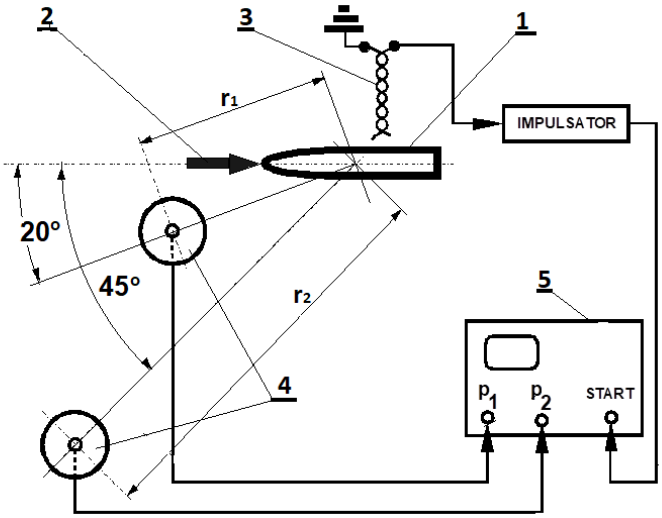
W rozdziale opisano badania odłamkowej głowicy niekierowanego pocisku rakietowego 70 mm. Celem badań było uzyskanie parametrów fali uderzeniowej wywołanej wybuchem głowicy. Próby przeprowadzono w warunkach, zbliżonych do badań przeprowadzonych podczas badan głowic M151 [2].

5.2. Schemat eksperymentu

Rzut na płaszczyznę poziomą wzajemnego rozmieszczenia badanej głowicy i urządzeń pomiarowo-rejestrujących przedstawiono na rys. 5.1.

Zaelaborowana była prasowanym materiałem wybuchowym (MW) typu TNT – RDX o przybliżonej gęstości energii chemicznej 4,5 MJ/kg, Wypraska MW posiadała w przybliżeniu kształt walca o średnicy 45 mm i długości 170 mm i otoczona była cylindrycznym korpusem ze stali o grubości 11 mm na przeważającej części pobocznicy i 6 mm w części tylnej (przeznaczonej do łączenia z silnikiem). Ładunek materiału wybuchowego (MW) głowicy był pobudzany od strony czołowej

Ciśnienie na froncie fali uderzeniowej (FU) mierzyły dwa czujniki piezoelektryczne (4 na rys. 5.1), oznaczone dalej, w tym na wykresach, jako: czujnik 1 (w odległości r_1) oraz czujnik 2 (w odległości r_2). Umieszczone były, tak jak głowica, na wysokości $H = 1$ m nad ziemią, w odległościach dużo większych od rozmiarów głowicy, co pozwalało w dalszych obliczeniach traktować jej ładunek wybuchowy jako ładunek punktowy, oraz w taki sposób, by były w minimalnym stopniu narażone na działanie odłamków i nie zaburzały sobie wzajemnie dochodzącą falę uderzeniową.



Rys. 5.1. Schemat układu pomiarowego (skala niezachowana): 1 – głowica bojowa, 2 – kierunek pobudzenia detonacji (dziób głowicy), 3 – zwarciowy czujnik drutowy (startowy), 4 – czujniki ciśnienia z opływami, 5 – oscyloskop cyfrowy

Rejestracji sygnałów dokonywano za pomocą oscyloskopu cyfrowego, wyzwalanego przez generator impulsów (IMPULSATOR, rys. 1), który z kolei był wyzwalany przez czujnik zwarciowy (3 na rys. 5.1), umieszczony w odległości ok. 1 mm od powierzchni głowicy.

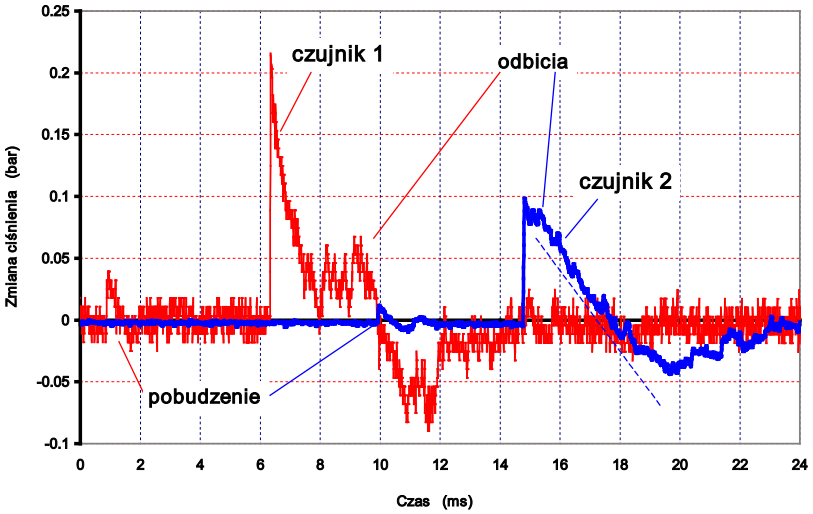
5.3. Pomiar ciśnienia na froncie fali uderzeniowej i prędkości tej fali w powietrzu

Zastosowany sposób synchronizacji pozwolił na rejestrację, prócz przyrostu ciśnienia Δp, także czasów t_{p1} i t_{p2} dojścia FU do danego czujnika.

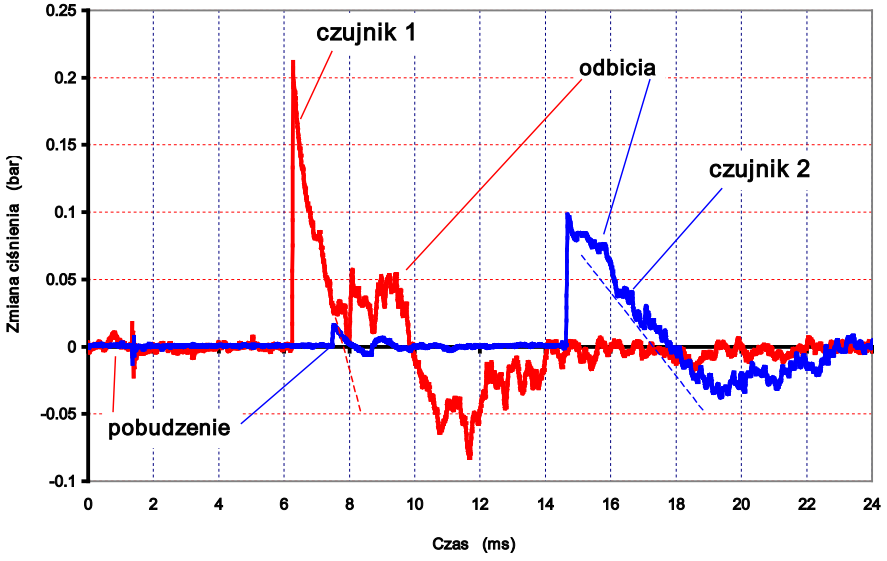
Przebiegi ciśnień, zarejestrowanych przez oba czujniki w funkcji czasu podczas kolejnych wybuchów, przedstawiono na rys. 5.2 ÷5.4. Czas $t = 0$ odpowiada momentowi zwarcia czujnika 3 (rys. 5.1). Ekspandująca quasi-cylindryczna warstwa odłamków stanowiła element generujący własne FU, które docierały do czujników z opóźnieniem i nakładały się na falę bezpośrednią, dając efekty oznaczone na rysunkach jako odbicia. Odbicia nie zaburzały amplitud ciśnień Δp_{max}, pochodzących od fali bezpośredniej. Przybliżone przebiegi początkowej dodatniej części impulsów ciśnienia bez wpływu odbić, o czasie trwania τ_+, zaznaczono na rysunkach liniami przerywanymi.

Czujniki zarejestrowały również prekursory – impulsy ciśnień pochodzące od wybuchu małych ładunków, inicjujących wybuchy głowic. Na rysunkach oznaczono je jako

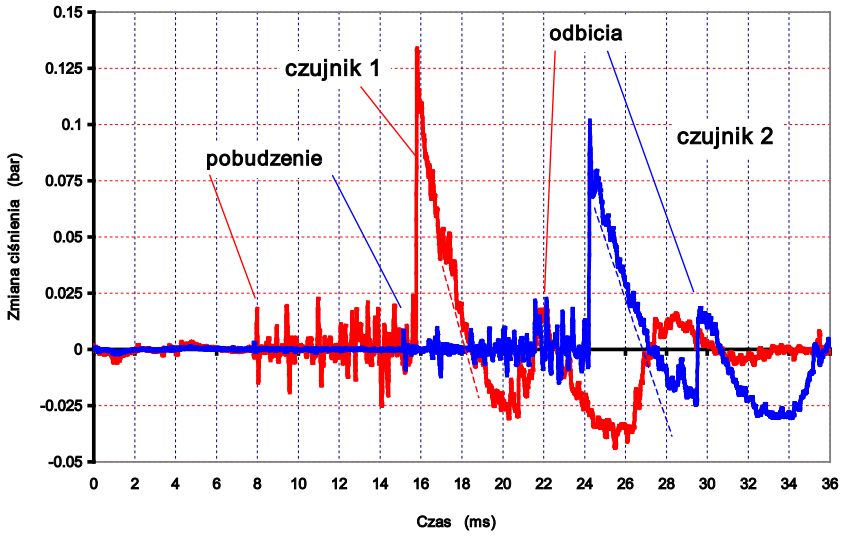
pobudzenie. Impulsy te przy strzałach pierwszym i drugim mają kształt zbliżony do impulsów głównych i poprzedzają je o kilka milisekund. Przy strzale trzecim sposób inicjowania wybuchu był odmienny, co widać po charakterze prekursora na rys. 5.4.



Rys. 5.2. Impulsy ciśnienia w czasie propagacji fali uderzeniowej po pierwszym wybuchu głowicy



Rys. 5.3. Impulsy ciśnienia w czasie propagacji fali uderzeniowej po drugim wybuchu głowicy



Rys. 4.4. Impulsy ciśnienia w czasie propagacji fali uderzeniowej po trzecim wybuchu głowicy

Odpowiednie parametry propagacji FU zostały zebrane w tabeli 1. Średnie prędkości fali wynosiły odpowiednio $v_1 = r_1 / t_{p1}$ i $v_2 = (r_2 - r_1) / (t_2 - t_1)$. Symbolami $\tau_{1,2+}$ oznaczono czasy trwania dodatniej części impulsu ciśnienia.

Tabela 5.1

Parametry impulsów ciśnienia związanych z falami uderzeniowymi

	r_1 [m]	t_1 [ms]	v_1 [m/s]	Δp_{1max} [bar]	τ_{1+} [ms]	r_2 [m]	t_2 [ms]	v_2 [m/s]	Δp_{2max} [bar]	τ_{2+} [ms]
Strz. 1	3	6,33	474	0,210	1,74	6	14,76	356	0,100	2,54
Strz. 2	3	6,24	481	0,210	1,62	6	14,64	358	0,097	2,54
Strz. 3	6,8	15,76	431	0,133	2,46	10	24,21	379	0,100	2,69

Poprawność pomiarów ciśnienia i prędkości fal można sprawdzić, korzystając z przybliżonej zależności dla płaskiej słabej FU w powietrzu:

$$\Delta p_{1,2max} \approx \rho_P \, v_{p1,2} \, (v_{p1,2} - c_S) \tag{5.1}$$

gdzie: $\rho_P = 1{,}223$ kg/m^3 – gęstość powietrza,
$c_S = 339$ m/s – prędkość dźwięku w powietrzu w warunkach normalnych.

W przypadku czujnika bliższego ($r_1 = 3$) do obliczeń należy użyć poprawionej wartości v_1 uzyskanej z parabolicznej aproksymacji w tym punkcie przebiegu $r(t)$ FU. W tabeli 2 tak oszacowane nadciśnienia zamieszczono pod nazwą $\Delta p_{1,2eval}$.

5.4. „Ciśnieniowy" równoważnik trotylowy wybuchu – energia fali uderzeniowej

Odpowiednie wzory [1] wiążą równoważnik trotylowy ładunku wybuchowego Q z maksimum impulsu ciśnienia na froncie FU (wzór Sadowskiego):

$$\Delta p_{1,2max} = 1.06\ (Q^{1/3} / r_{1,2}) + 4.3\ (Q^{1/3} / r_{1,2})^2 + 14.0\ (Q^{1/3} / r_{1,2})^3 \tag{5.2}$$

oraz z czasem trwania dodatniej części tego impulsu

$$\tau_{1,2+} = 0.0015\ (r_{1,2})1/2\ Q1/6 \tag{5.3}$$

Wychodząc od wartości zamieszczonych w tabeli 5.1, otrzymujemy za ich pomocą równoważniki Q (Q_p – wychodząc z $\Delta p_{1,2max}$ i Q_τ – wychodząc z $\tau_{1,2+}$), przedstawione w tabeli 5.2. Wzór Sadowskiego (5.2) dotyczy wybuchu punktowego ładunku kruszącego pozbawionego ciężkiej otoczki, przy założeniu symetrii sferycznej. W tym przypadku duża część energii MW zużywana jest na nadawanie energii kinetycznej stalowej skorupie, która z kolei oddaje jej część liderowi FU – do chwili, gdy promień skorupy wzrośnie ok. dwukrotnie, kiedy to szczeliny między powstającymi odłamkami są wystarczająco szerokie, by wydostające się gazy powybuchowe mogły swobodnie generować właściwy front FU. Dalej propagacja FU i ruch fragmentów skorupy odbywają się w zasadzie niezależnie.

Zatem Q, wyznaczony w powyższy sposób, odnosi się nie do całej masy MW głowicy, a do tej jej części (i odpowiednio energii), która jest odpowiedzialna za wytworzenie „czystej" FU.

W przeprowadzonych eksperymentach sumaryczna energia kinetyczna $E_{k\Sigma}$ odłamków równa była w przybliżeniu energii nadanej masie cylindrycznej części korpusu głowicy, otaczającej materiał wybuchowy. Część ta miała długość ok. 17 cm i masę ok. 2,5 kg. Przy prędkości odłamków $v_2 = 1200$ m/s, $E_{k\Sigma} \approx 1{,}8$ MJ i (proporcjonalnie do pierwotnej energii chemicznej, wynoszącej ok. 2,07 MJ) na nadanie jej odłamkom zużywane jest ok. 0,4 kg masy MW.

Można więc przyjąć, że pozostała część: ok. 0,06 kg masy MW głowicy (równoważna energii 0,27 MJ) odpowiada równoważnikowi Q. Wartość ta dobrze zgadza się z wynikami strzałów pierwszego i drugiego (Q_p, Q_τ, tabela 5.2), w których głowica zwrócona była w stronę czujników ciśnienia stroną grubościenną (11 mm). W przypadku strzału trzeciego

głowica zwrócona była w stronę czujników stroną cienkościenną (6 mm). Nieunikniona asymetria FU występująca w dość wąskim kącie bryłowym, odbiła się na stosunkowo wyższych (większe odległości!) wartościach zmierzonych $\Delta p_{1,2max}$ i oszacowanych Q_p.

Tabela 5.2

Wyznaczone równoważniki trotylowe dokonanych wybuchów

	r_{p1} [m]	v_{p1}' [m/s]	Δp_{1eval} [bar]	Q_τ [kg]	Q_p [kg]	r_{p2} [m]	v_{p2} [m/s]	Δp_{2eval} [bar]	Q_τ [kg]	Q_p [kg]
Strz. 1	3	407	0,346	0,090	0,046	6	356	0,074	0,110	0,075
Strz. 2	3	410	0,356	0,060	0,046	6	358	0,083	0,108	0,069
Strz. 3	6,8	394	0,265	0,063	0,21	10	379	0,185	0,033	0,35

5.5. Promień rażenia siły żywej

Promień bezpieczny ze względu na działanie FU wyrazić można wzorem [1] (przyjmowano przy jego wyprowadzeniu, że brak kontuzji występuje przy $\Delta p \le 0{,}1$ bar).

$$r_B = 15\, Q^{1/3} \tag{5.3}$$

gdzie: r_B [m], Q [kg].

Podstawiając Q = 0,06÷0,1 kg, otrzymujemy $r_B = 5{,}9 \div 7{,}0$ m. Wartość ta odpowiada w przybliżeniu odległości r_2. Promień rażenia, odpowiadający $\Delta p = 0{,}2$ bar, równy jest w przybliżeniu $r_1 \approx 3$ m.

5.5. Podsumowanie

Zarejestrowano przebiegi ciśnienia w czasie na froncie fali uderzeniowej, zmierzono maksymalne wartości ciśnienia oraz czasy charakterystyczne, związane z propagacją.

Wyznaczono prędkości fali uderzeniowej w punktach pomiarowych i na ich podstawie zweryfikowano obliczeniami zmierzone wartości ciśnień. Weryfikacja pokazała więcej niż jakościową zgodność ciśnienia obliczonego ze zmierzonym, rosnącą wraz z odległością od miejsca wybuchu – dla własności modelu ładunku punktowego. W tym kontekście zastanawia zdecydowana różnica ciśnień maksymalnych zarejestrowanych w odległości ok. 3 m od głowicy – w niniejszej pracy (ok. 0,2 bar) i zaprezentowanych w [2] dla głowicy M151 (0,66÷1,64 bar, zależnie od wypełniającego MW, 0,7 bar dla Composition B, co odpowiada zdetonowaniu ładunku 0,46 kg MW w tej geometrii bez żadnego otaczającego korpusu).

Wyznaczono równoważnik trotylowy detonowanego ładunku MW, odpowiadający energii, przekazywanej fali uderzeniowej; sprawność tego przekazu wynosiła ok. 13% w odniesieniu do energii chemicznej MW głowicy.

Określono promień rażenia przez falę uderzeniową, generowaną w trakcie wybuchu głowicy – jest on dużo mniejszy niż promień rażenia odłamkami – 3÷7 m wobec ok. 150 m (patrz pkt. 6).

Literatura

1. Epov B.A.: *Osnovy vzryvnogo dela*. Voen. Izdat. Min. Obor. SSSR, Moskwa 1974.
2. *TBX Evaluation Testing in the M151 Warhead as Risk Reduction for the APKWS* – 2005 NDIA Missiles & Rockets Symposium, Jason Gilliam, 28 April 2005.

6

Pomiary charakterystyk odłamków głowicy niekierowanego lotniczego pocisku rakietowego 70 mm

Andrzej FARYŃSKI, Andrzej DŁUGOŁĘCKI, Zbigniew ZIÓŁKOWSKI, Włodzimierz KĘPCZYK, Krzysztof PAWLAK

6.1. Wprowadzenie

W rozdziale opisano badania głowicy odłamkowej 70 mm niekierowanego pocisku rakietowego, mające na celu uzyskanie danych opisujących jej rażące działanie, tj. prędkość początkową odłamków, charakterystykę kątową rozlotu odłamków oraz charakterystyki masową i geometryczną tworzonych odłamków. Badania przeprowadzono w warunkach statycznych.

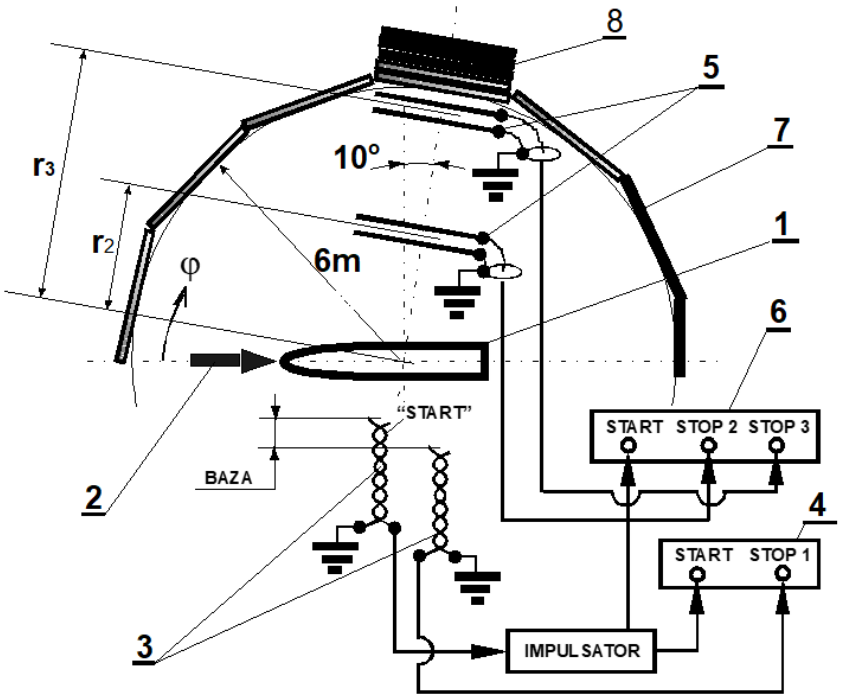
6.2. Układ badawczy

Rzut na płaszczyznę poziomą wzajemnego rozmieszczenia badanej głowicy i urządzeń pomiarowo-rejestrujących przedstawiono na rys. 6.1.

Głowicę bojową (1 na rys. 6.1) umieszczono tak, że jej oś podłużna leżała poziomo. Zaelaborowana była prasowanym materiałem wybuchowym (MW) typu TNT – RDX o przybliżonej gęstości energii chemicznej 4,5 MJ/kg. Wypraska MW miała w przybliżeniu kształt walca o średnicy 45 mm i długości 170 mm i otoczona była cylindrycznym korpusem ze stali o grubości 11 mm na przeważającej części pobocznicy i 6 mm w części tylnej (przeznaczonej do łączenia z silnikiem). Korpus zamykały część przednia i denna, o znaczeniu drugorzędnym w procesie tworzenia odłamków. Ładunek MW głowicy pobudzany był od strony głowicy.

Prędkość odłamków mierzono w kierunku zbliżonym do normalnej do podłużnej osi głowicy. Do jej wyznaczenia służył zestaw czujników zwarciowych (3 i 5 na rys. 6.1), wraz z wielokanałowymi licznikami czasu (4 i 6 na rys. 6.1). Kanały licznika mierzyły czasy między zwarciem na wspólnym wejściu *„START”* i zwarciem na odpowiednim wejściu STOP. Licznik (4 na rys. 6.1), mierzący w zakresie mikrosekundowym (z dokładnością 0,01 μs) czas t_1 dojścia powierzchni rozpęczanego korpusu głowicy do czujnika zwarcio-

wego *„STOP 1”*, znajdującego się w odległości *„BAZA”* od czujnika *„START”,* obsługiwany był przez czujniki drutowe. Zwierane końcówki drutów umieszczone były w takiej początkowej odległości od ścianki korpusu, by znajdowały się przed strefą jego pękania. Zliczanie – w zakresie milisekundowym (z dokładnością 1 μs) w kanałach licznika (6 na rys. 6.1) – czasów dolotu odłamków głowicy, odpowiednio: t_2 – na odległość r_{v2} i t_3 – na odległość r_{v3}, zatrzymywane było przez czujniki płaszczyznowe o powierzchni $0{,}7 \times 0{,}7$ m^2 i rozpoczynało się, podobnie jak w przypadku licznika (4 rys. 6.1), od tego samego impulsu wytwarzanego przez *IMPULSATOR*, zwierany czujnikiem *„START”,* umieszczonym w odległości ok. 1 mm od powierzchni głowicy. Głowica, czujniki oraz środek pasa tarczy (7 na rys. 6.1) umieszczone były na wysokości 1 m nad powierzchnią ziemi.



Rys. 6.1. Schemat eksperymentu (skala niezachowana): 1 – głowica bojowa, 2 – kierunek pobudzenia detonacji (dziób głowicy), 3 – zwarciowe czujniki drutowe, 4 – miernik czasów mikrosekundowych, 5 – zwarciowe czujniki płaszczyznowe, 6 – miernik czasów milisekundowych, 7 – półcylindryczna tarcza do określania geometrii rozlotu odłamków, 8 – stos płyt pilśniowych do wyłapywania odłamków

6.3. Pomiar prędkości odłamków

Detonujący ładunek MW powoduje rozpęczanie ścianek głowicy, które pierwotnie mają na przeważającej długości grubość 11 mm, Przyjmując, że pękanie skorupy następuje

po ok. 20% liniowym odkształceniu plastycznym, grubość przeważającej części skorupy w momencie tworzenia odłamków wynosi d ≈ 9 mm.

Czasy: t_1 – pokonania przez rozpęczany korpus odcinka „*BAZA*", t_2 – pokonania przez wytworzone odłamki liderowe (najszybsze) odcinka r_2 i t_3 – pokonania przez odłamki liderowe odcinka r_3, w kolejnych strzałach – zamieszczono w tabeli 6.1. Na ich podstawie obliczono średnie prędkości skorupy i odłamków v_1, v_2 i v_3 na danych odcinkach, również zamieszczone w tej tabeli.

W dwóch pierwszych strzałach głowica zwrócona była czołową częścią w lewo w orientacji zgodnej z rys. 6.1 i zwarciowe czujniki płaszczyznowe 5 ustawione były w sektorze, w który miotane były odłamki pochodzące z grubszej (11 mm) części korpusu głowicy. Podczas strzału trzeciego głowica ustawiona była częścią czołową w prawo, a ustawiony blisko głowicy czujnik płaszczyznowy o rozmiarach porównywalnych z r_3 mógł być zwierany również przez potencjalnie szybsze odłamki pochodzące z części dennej. Tym tłumaczy się fakt, że zarejestrowana prędkość maksymalna odłamków w dwóch pierwszych strzałach wynosiła ok. 1200 m/s, natomiast w strzale trzecim – ok. 1600 m/s.

Tabela 6.1

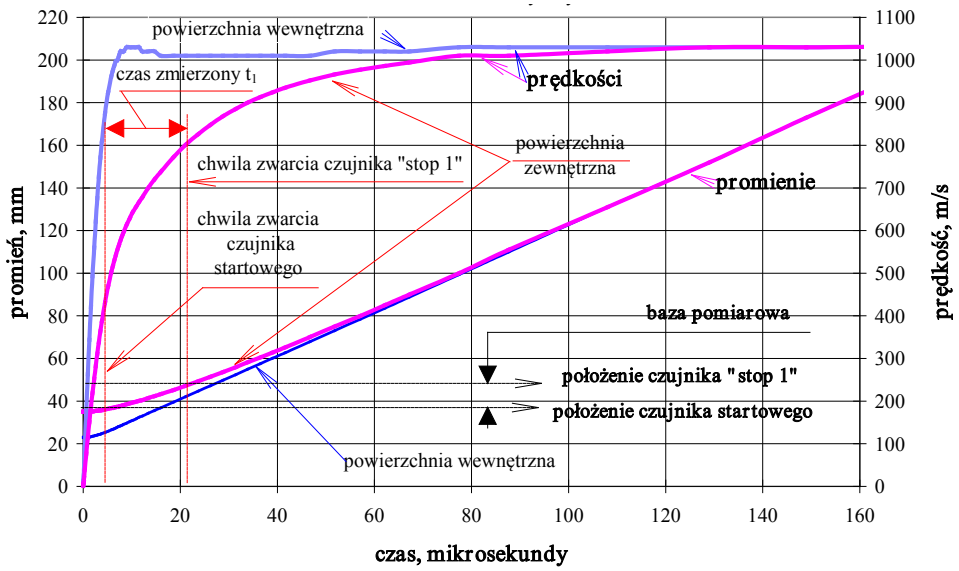
Zmierzone czasy i obliczone prędkości odłamków

s	„baza" [mm]	t_1 [μs]	v_1 [m/s]	r_2 [m]	t_2 [ms]	v_2 [m/s]	r_3 [m]	t_3 [ms]	v_3 [m/s]
Strz. 1	13,9	20,4	681	3	2,498	1201	6	10,738	559*)
Strz. 2	11,2	16,8	667	3	2,477	1211	6	5,486	1094/997**)
Strz. 3	9,4	14,2	662	-	-	-	1	0,622	1610

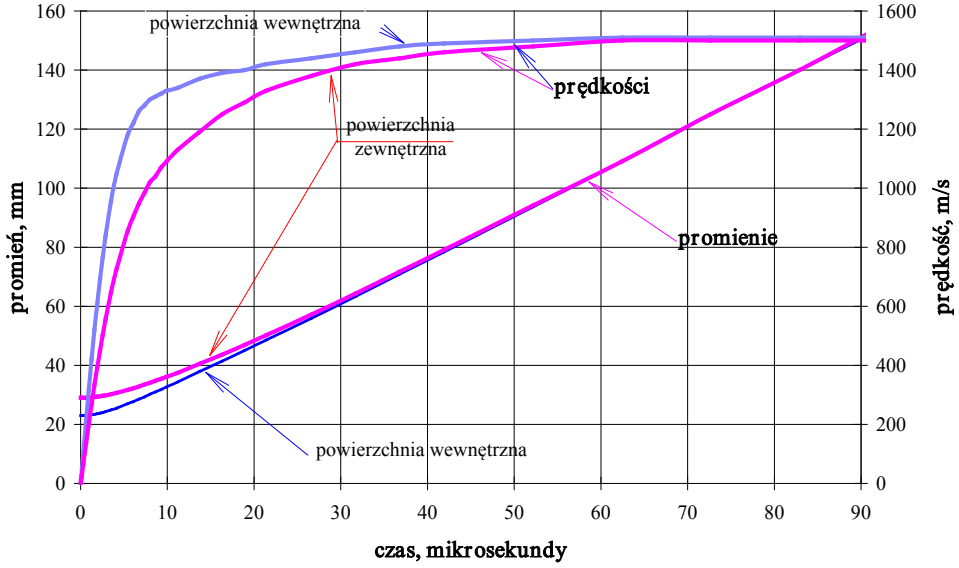
*) czujnik „STOP 3" zwarty przez inny odłamek, niż „STOP 2"

**) prędkość na bazie r_3 / prędkość na bazie r_3 - r_2

Za pomocą modelu numerycznego [1, wz. (1.4)] adiabatycznej ekspansji gazów powybuchowych w otoczce stalowej i w symetrii sferycznej, opartego na [3], obliczono zmianę w czasie promienia i prędkości wewnętrznej i zewnętrznej powierzchni korpusu głowicy (traktowanego jako ośrodek nieściśliwy). Wyniki tych obliczeń pokazano na rys. 6.2 – dla ścianki o początkowej grubości 11 mm i na rys. 6.3 – dla ścianki o początkowej grubości 6 mm. Obliczone prędkości końcowe wyniosły 1030 m/s dla ścianki grubszej i 1500 m/s dla cieńszej. W symetrii cylindrycznej, właściwej dla konstrukcji głowicy, ze względu na mniejsze obciążenie jednostkowe materiału wybuchowego masą napędzanej skorupy, uzyskiwane prędkości końcowe są nieznacznie większe od wyżej wymienionych. Wartości powyższe dobrze zgadzają się ilościowo z prędkościami zmierzonymi. Parametry do obliczeń zostały dobrane tak, by przyrost promienia zewnętrznego po zmierzonym czasie t_1 odpowiadał wartości „bazy" dla strzału drugiego. Na rys. 6.2 pokazano odcinki „baza" i t_1 oraz punkty umieszczenia czujników zwarciowych. Rysunek ten obrazuje również wzajemny stosunek prędkości średniej v_1 na „bazie" i maksymalnej prędkości odłamków.



Rys. 6.2. Początkowa faza rozpęczania skorupy i rozlotu odłamków w głównej części o początkowej grubości ścianki 11 mm



Rys. 6.3. Początkowa faza rozpęczania skorupy i rozlotu odłamków w części bliskiej dna o początkowej grubości ścianki 6 mm

6.4. Współczynnik oporu aerodynamicznego odłamka, promień rażenia

Wyniki pomiaru prędkości w czasie strzału drugiego pozwalają na oszacowanie naddźwiękowego współczynnika oporu aerodynamicznego c_D najszybszego odłamka, przy założeniu, że w rozpatrywanym zakresie prędkości (liczba Macha Ma ≈ 3) ma on wartość stałą. Równanie poziomego ruchu odłamka w powietrzu, w kierunku osi x:

$$dv / dt = - c_D \rho_P v^2 S / (2 m), \quad v = dx/dt \tag{6.1}$$

gdzie: ρ_P – gęstość powietrza,
S – średnia powierzchnia czołowa odłamka,
$m = S \rho_m d$ – masa odłamka,
$\rho_m = 7800$ kgm^{-3} – gęstość metalu odłamka,
g = 9,81 ms^{-2};
można prosto scałkować do postaci

$$v = v0 \exp (- cD \rho P x S / (2 m)). \tag{6.2}$$

Prędkość odłamka, który wiruje z równym prawdopodobieństwem wokół 3 osi, maleje najwolniej z x, gdy odłamek jest sześcianem o krawędzi d i $S / m \approx 1{,}5 / (\rho_m d)$, a wtedy dla danych jak w tabeli 1 ($v_2 \approx 1200$ m/s, $v_3 = 1000 \div 1090$ m/s).

$$c_D = (4/3) (d / (r_{v3} - r_{v2})) (\rho_m / \rho_P) \ln(v_2 / v_3) = 4.6 \div 2.4. \tag{6.3}$$

Podobnie, wprowadziwszy „naddźwiękowy analog prędkości charakterystycznej” $v_{CH} = (2 m g / c_D / \rho_P / S)^{1/2}$ i mając na uwadze, że właściwe wartości (poddźwiękowej) prędkości charakterystycznej są ok. 1,5 raza większe, dostajemy:

$$v = v_0 \exp (- g x / v_{CH}^2), \tag{6.4}$$

Skąd:

$$vCH = [g (r3 - r2) / ln(v2 / v3)]1/2 = 12{,}7 \div 17{,}5 \text{ m/s} \tag{6.5}$$

dla danych jak wyżej.

Otrzymane wartości c_D pozwalają na oszacowanie za pomocą powyższych wzorów promienia rażenia x_R , tj. odległości, na której prędkość odłamka spada do wartości, której odpowiada energia kinetyczna 70 J. W przypadku odłamków w kształcie sześcianu, przyjmując mniej korzystny wariant, w którym $c_D = 2{,}4$ dla Ma > 1 i $c_D = 1$ dla Ma ≤ 1 oraz

v_0 = 1200 m/s, otrzymano, dla odłamka „liderującego” oraz odłamków o masach 5 g i 1 g, odpowiednio x_R = 150 m, 131 m i 31 m.

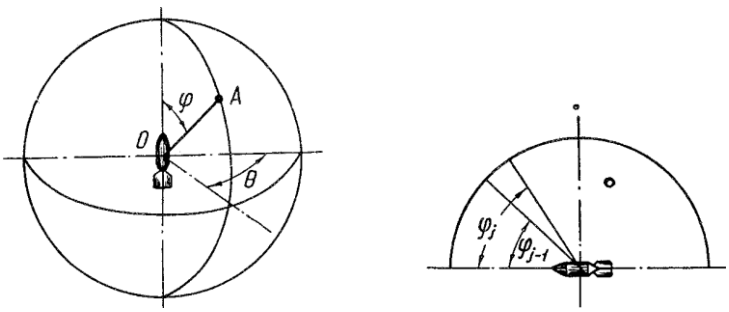
6.5. Rozkład kątowy rozlotu odłamków

Stanowisko do określenia charakterystyk geometrii rozlotu odłamków zbudowano z szeregu tarcz o wysokości h = 1,22 m ustawionych pionowo wokół badanej głowicy w formie półcylindra o promieniu R = 6 m (rys. 6.1). Półcylindryczną tarczę podzielono na kątowe sektory, których granice określają kąty φ_i:

$$\varphi_0,\ \varphi_1,\ \varphi_2,\ \ldots \varphi_{i-1},\ \varphi_i,\ldots. \varphi_m;;$$
$$\varphi_0=0^o,\ \ \varphi_m=180^o\ \ i\ \ \Delta\varphi=\varphi i-\varphi_{i-1}. \tag{6.6}$$

Każdy z sektorów posiadał powierzchnię S_t,, którą określono, posługując się wzorem:

$$S_t=180\,\pi Rh/\Delta\varphi = 1{,}22\ \text{m}^2 \tag{6.7}$$



Rys. 6.4. Przyjęty schemat kątów

Badaną głowicę usytuowano w centralnym punkcie stanowiska w położeniu horyzontalnym w taki sposób, aby oś podłużna głowicy przechodziła przez początek i koniec półcylindrycznego stanowiska w połowie wysokości tarcz. Po zdetonowaniu głowic zliczono liczbę przebić na tarczach N_i oddzielnie w każdym z sektorów. Stosując jako kryterium wielkość powierzchni przebicia, odłamki zakwalifikowano do trzech grup: duże (m > 5g), średnie (1g ≤ m ≤ 5g) i drobne (lub małe) (m < 1g).

Liczbę odłamków przypadających na każdy z sektorów w pełnym kącie Θ określono, posługując się wzorem:

$$N_i = N_{ni} * S_{pi} / S_{ti} \tag{6.8}$$

gdzie: S_{pi} – pole powierzchni i-tego pierścieniowego wycinka kuli,
S_{ti} – pole powierzchni *i-tego* segmentu tarczy (1,22 m^2),
N_{ni}^* – liczba odłamków *n*-tej grupy zliczonych na *i*-tej tarczy.

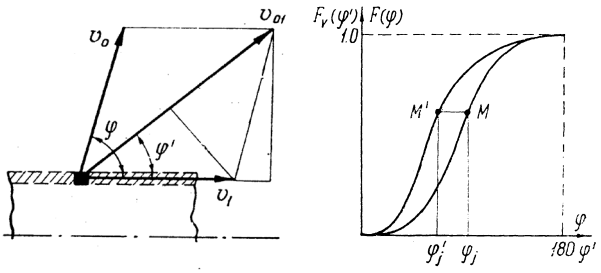
Całkowitą liczbę odłamków N określono sumując liczby odłamków z poszczególnych sektorów.

Rys. 6.5. Stanowisko do określania geometrii rozlotu odłamków

Jeden z sektorów przy $\varphi \approx 90^o$, stanowiący stos miękkich płyt pilśniowych (8 na rys. 1), służył do zatrzymania odłamków miotanych w dany kąt bryłowy, co następnie pozwalało na oszacowanie rozkładu wymiarów i mas m odłamków w całkowitej ich populacji.

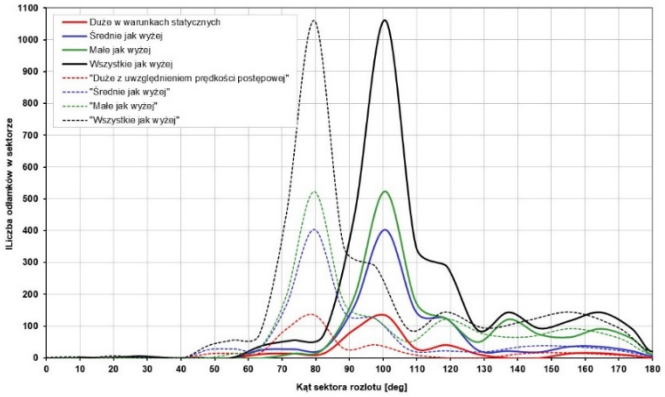
W sumie podczas wybuchu głowicy powstaje ok. 3000 odłamków różnej wielkości, z których ok. 71% w warunkach statycznych miotanych jest w sektorze $\Delta\varphi = 79° \div 143°$. W warunkach uderzenia w cel z prędkością postępową v_p rozkład kątowy w azymucie ulega przesunięciu.

Jeśli w warunkach bezruchu odłamek posiada prędkość początkową V_o skierowaną pod kątem φ do osi części bojowej, to po uwzględnieniu prędkości V_1 poruszającej się głowicy (w momencie wybuchu) kąt rozlotu odłamka i prędkość ulegną zmianie i wynosić będą φ_1 i v_{01} (rys. 6.6).

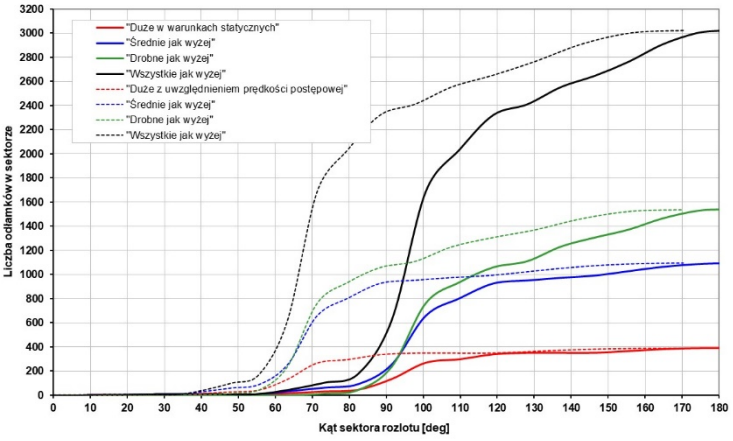


Rys. 6.6. Wpływ prędkości postępowej głowicy na geometrię rozlotu odłamków

Rysunki 6.7 i 6.8 przedstawiają geometrię rozlotu odłamków uzyskaną w warunkach statycznych oraz z uwzględnieniem postępowej prędkości pocisku rakietowego $Vp = 400$ m/s.



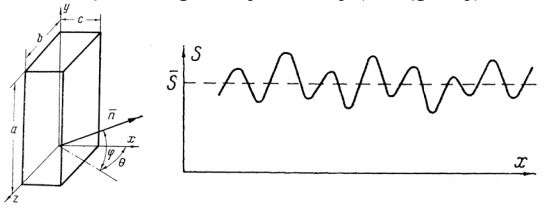
Rys. 6.7. Wykres obrazujący geometrię rozlotu odłamków po wybuchu głowicy w warunkach statycznych i z uwzględnieniem prędkości postępowej głowicy $v_p = 400$ m/s (postać różniczkowa)



Rys. 6.8. Wykres obrazujący geometrię rozlotu odłamków po wybuchu głowicy w warunkach statycznych i z uwzględnieniem prędkości postępowej głowicy $v_p = 400$ m/s (postać całkowa)

6.6. Charakterystyki masowe i geometryczne tworzonych odłamków

Dla każdego odłamka wartość powierzchni S jest inna i na skutek nieuporządkowanego ruchu wirowego zmienna w czasie. Rezultaty badań [4] dowiodły, że wartość powierzchni odłamków waha się wokół pewnej średniej (zastępczej) wartości $\bar{S}$ (rys. 6.9).



Rys. 6.9. Schemat odłamka – zmiana powierzchni wirującego odłamka na torze lotu

O intensywności ruchu wirowego może świadczyć fakt, iż wartość powierzchni odłamka zmienia się od największej do najmniejszej na odcinku toru 1,5÷2 m.

Wielkość średniej powierzchni odłamka zależy od masy i kształtu odłamka. Dla dwu podobnych odłamków zawsze prawdziwa jest równość:

$$\bar{S} = \Phi m^{\frac{2}{3}} \tag{6.9}$$

gdzie: Φ – współczynnik kształtu odłamka,
m – masa odłamka.

Jeśli realne odłamki w przybliżeniu mają kształt prostopadłościanu i można je scharakteryzować wymiarami *a, b* i *c* ($a \geq b \geq c$) i jeśli zrzutować prostopadłościan na dowolnie zorientowaną powierzchnię, którą określa wektor jednostkowy *n* prostopadły do tej płaszczyzny i którego położenie określają kąty φ i θ w sferycznym układzie współrzędnych (rys. 6.9), to powierzchnia tego rzutu jest równa:

$$S(\varphi, \Theta) = abcos\varphi + bcsin\varphi + accos\varphi sin\Theta \tag{6.10}$$

Przyjmując, że rozkład kątów φ i θ ma postać:

$$f(\varphi, \Theta) = \frac{2}{\pi} cos\varphi \begin{cases} 0 \leq \varphi \leq \frac{\pi}{2} \\ 0 \leq \Theta \leq \frac{\pi}{2} \end{cases} \tag{6.11}$$

Średnią wartość powierzchni odłamka można znaleźć z formuły:

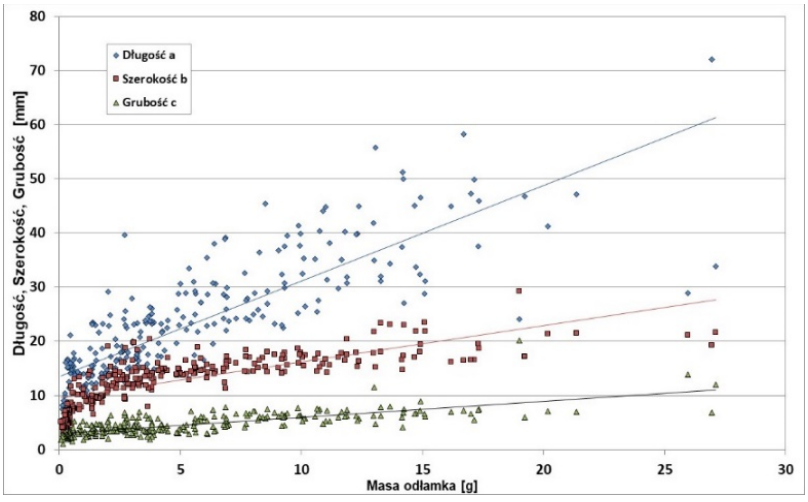
$$\bar{S} = \iint_{0}^{\frac{\pi}{2}} S(\varphi, \Theta)\, f(\varphi, \Theta) d\varphi\, d\Theta \tag{6.12}$$

Dla odłamków w kształcie prostopadłościanów o wymiarach *a, b* i *c* otrzymuje się:

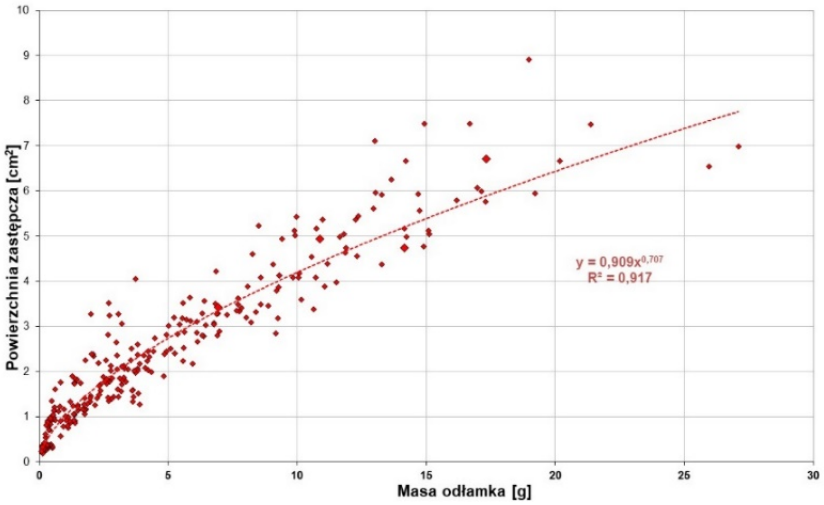
$$\begin{aligned} \bar{S} &= \frac{1}{2}(ab + bc + ac) \\ \Phi &= \frac{ab + bc + ac}{2\rho_0^{\frac{2}{3}}(abc)^{\frac{2}{3}}} \end{aligned} \tag{6.13}$$

Oszacowano, że w wyniku wybuchu badanej głowicy bojowej powstało ok. 380 odłamków dużych o masie powyżej 5 g, 1100 odłamków średnich o masie od 1 g do 5 g oraz 1500 szt. odłamków drobnych o masie mniejszej niż 1 g.

Większość odłamków średnich i część dużych posiadała kształt zbliżony do prostopadłościanu. Geometrię odłamków uzyskanych podczas badań głowic ilustrują rys. 6.10 i 6.11.



Rys. 6.10. Podstawowe parametry geometryczne odłamków w funkcji ich masy



Rys. 6.11. Powierzchnia zastępcza odłamków w funkcji ich masy

6.7. Podsumowanie

Ocenia się, że w trakcie wybuchu badanej głowicy bojowej powstaje ok.:

- 380 szt. odłamków dużych ($m > 5$ g),
- 1100 szt. odłamków średnich ($5\text{g} > m > 1$ g),
- 1500 szt. odłamków małych ($m < 1$ g) – rwanych i o nieregularnych wymiarach.

Odłamki te osiągają prędkość maksymalną na drodze ok. 20 cm od osi głowicy, po czasie ok. 100 μs od umownej chwili detonacji. Ich współczynnik siły oporu dla Ma ≈ 3, przy kształcie zbliżonym do sześcianu, wynosi c_D = 2,4÷4,6, ze wskazaniem na większą wartość, zaś oszacowany promień rażenia ok. 150 m.

Odłamki pochodzące z walcowej części głowicy (o grubości 11 mm), stanowiące przeważającą część wszystkich odłamków, mają prędkości początkowe wynoszące w warunkach statycznych ok. 1200 m/s. Prędkość tych odłamków po pokonaniu ok. 6 m spada do ok. 1000 m/s. Maksymalna prędkość tych odłamków w przypadku głowicy poruszającej się z prędkością 400 m/s wynosi ok. 1270 m/s. Jest to ok. 200÷300 m/s mniej niż prędkość średnia odłamków podawana w pracy [2] .

Odłamki pochodzące z części dennej, służącej do połączenia z silnikiem rakietowym, stanowiące zdecydowaną mniejszość wszystkich odłamków, w warunkach badań statycznych izolowanej głowicy mają prędkości początkowe dochodzące do 1600 m/s. Przy głowicy wkręconej w silnik ich prędkość początkowa jest mniejsza i wynosi prawdopodobnie ok. 1400÷1450 m/s. Maksymalna prędkość odłamków z tej części głowicy, poruszającej się przed wybuchem z prędkością 400 m/s, wynosi ok. 1500 m/s.

Literatura

1. *Badania procesów powstawania przestrzennego ładunku elektrycznego w pyłach powybuchowych w celu określenia zagrożeń podczas przelotu przez obłoki takich pyłów*. Sprawozdanie z realizacji projektu badawczego Nr 0T00B02524, niepublikowane, ITWL, Warszawa 2005.
2. *TBX Evaluation Testing in the M151 Warhead as Risk Reduction for the APKWS* – 2005 NDIA Missiles & Rockets Symposium, Jason Gilliam, 28 April 2005.
3. Włodarczyk E., Jackowski A.: *Napędzanie warstwy cieczy nieściśliwej w powietrzu przez gazowe produkty wybuchu skupionego*. *Analityczne rozwiązanie zagadnienia*. Biuletyn WAT, XLV, Nr 3, 1996.
4. Sarkisjan i in.: *Awiacjonnyje bojepripasy*. Wydawnictwo Wwid, 1978.

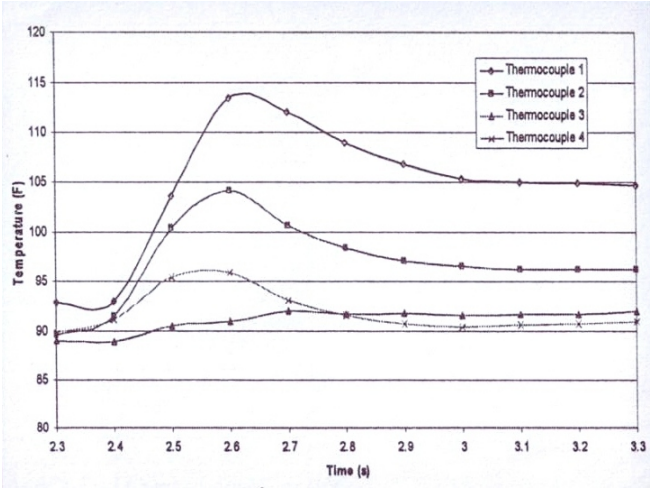
7

Pomiary temperatury powietrza w rejonie wybuchu głowicy RA-79 niekierowanego lotniczego pocisku rakietowego S-7

Andrzej DŁUGOŁĘCKI, Andrzej FARYŃSKI, Zbigniew ZIÓŁKOWSKI, Łukasz SŁONKIEWICZ, Marek PŁACHTA

7.1. Wprowadzenie

Przygotowywany do wprowadzenia w WP niekierowany lotniczy pocisk rakietowy S-7, będący licencyjną odmianą używanej w NATO rakiety Hydra-70, na obecnym etapie będzie wyposażony w głowicę RA-79 (produkcji NAMMO w Norwegii), która oprócz działania odłamkowo-burzącego (ok. 0,46 kg materiału wybuchowego TNT / RDX) ma również własności zapalające (wkładka ok. 15 cm^3 piroforycznego cyrkonu w części dennej). Opisane w tym rozdziale badania, prowadzono w oparciu o metodykę i w geometrii podanych w [1] dla podobnej głowicy M151.

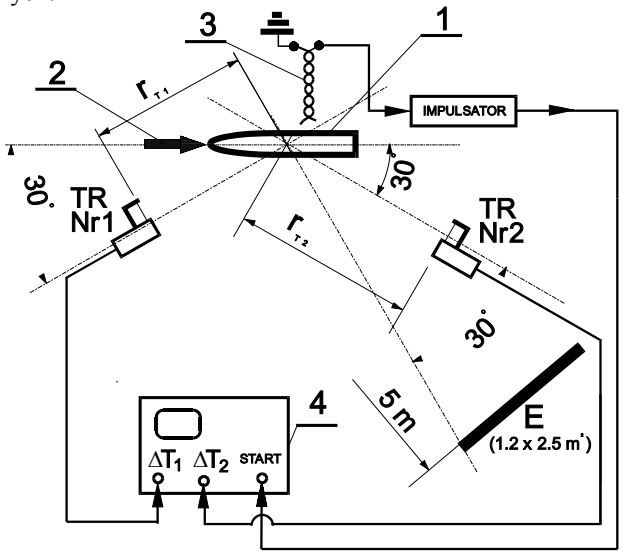


Rys. 7.1. Zarejestrowane w [1] przebiegi temperatury w sąsiedztwie efektów działania zapalającego głowicy bojowej

Do zobrazowania szeroko rozumianego oddziaływania termicznego eksplodującego ładunku wybuchowego na otoczenie wykorzystano specjalnie zaprojektowane i wykonane w ITWL termometry, mierzące skutki lokalnego przewodzenia i konwekcji ciepła (powietrze nagrzane przez falę uderzeniową i przeniesione przez strumienie powybuchowe) w warunkach, w których stosowanie termopar może dawać wyniki trudne do interpretacji (rys. 7.1), gdzie czasy narastania temperatury wynosiły ok. 0,2 s przy amplitudzie jej przyrostu do ok. 10 K).

7.2. Schemat eksperymentu

Rzut poziomy wzajemnego rozmieszczenia badanej głowicy i urządzeń pomiarowo-rejestrujących zabudowanych na wysokości 1 m nad ziemią, przedstawiono na rys. 7.2. Głowica bojowa (1 na rys. 7.2) pobudzana była od strony czołowej (2 na rys. 7.2) Detonacja materiału wybuchowego powodowała rozrzucenie cyrkonu. Oczekiwano, że jego wyrzut nastąpi głównie w półsferę przeciwną do kierunku, w który zwrócone było czoło głowicy. W sektorze tym ustawiono ekran wykonany z materiałów łatwopalnych (E na rys. 7.2), w celu sprawdzenia czy cyrkon zapalający się w kontakcie z powietrzem jest w stanie go podpalić. Czujnik zwarciowy (3 na rys. 7.2) za pośrednictwem generatora impulsów wyzwalał – wraz z początkiem ekspansji korpusu głowicy – podstawę czasu oscyloskopu cyfrowego, za pomocą którego rejestrowano przebiegi sygnałów z termometrów rezystancyjnych.



Rys. 7.2. Schemat układu badawczego (proporcje niezachowane): 1 – głowica bojowa, 2 – kierunek pobudzenia detonacji (nos głowicy), 3 – zwarciowy czujnik drutowy (startowy), 4 – oscyloskop o wolnej podstawie czasu, TR Nr1 i Nr2 – rezystancyjne termometry do pomiaru temperatury powietrza, PPE – pirometr piroelektryczny, E – ekran nasączony benzyną

Rezystancyjne termometry TR Nr1 i TR Nr2 miały za zadanie pomiar zmian temperatury powietrza w otoczeniu głowicy od chwili jej wybuchu, co obrazowałoby proces podpalenia ekranu oraz umożliwiało określenie kierunku wyrzutu kawałków cyrkonu.

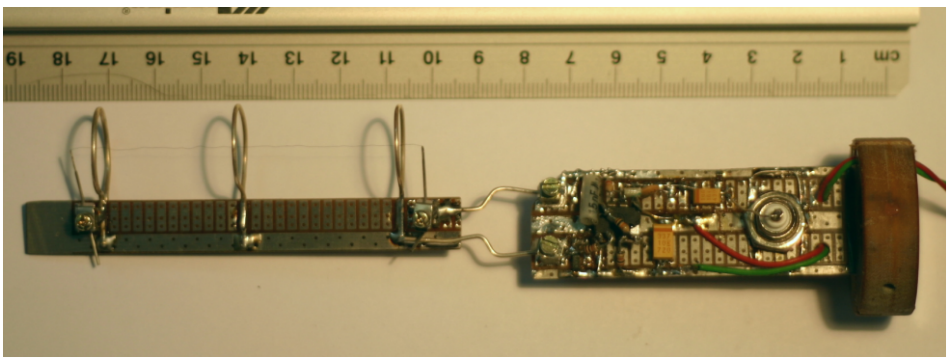
7.3. Konstrukcja i własności czujnika

7.3.1. Budowa

W celu zmniejszenia bezwładności cieplnej czujnika użyto jako elementu czynnego odpowiednio cienkiego drutu wolframowego o średnicy $d = 45$ μm, dostępnego w handlu. Rejestrowano zmiany jego rezystancji $R = R_0 + \alpha\,\Delta T$ w trakcie nagrzewania (ΔT – przyrost temperatury). Średnica drutu jest porównywalna z grubością frontu fali uderzeniowej, przez co nie wprowadza on dużych zaburzeń do przepływu, w którym mierzy się temperaturę.

Drut ten umieszczany był prostopadle do oczekiwanego kierunku przepływu ogrzanego powietrza na wspornikach – kapilarach ze stali nierdzewnej o średnicy ok. 0,5 mm, mocowanych do dielektrycznej podstawy, doprowadzających stabilizowany w czasie prąd elektryczny. Zmiana napięcia na zaciskach drutu była więc $\Delta U \sim \Delta T$. Natężenie prądu I dobrano tak, by grzanie omowe drutu (ΔT_R) było do pominięcia w porównaniu z grzaniem przez otaczające powietrze. Przy $R_0 = 3{,}5\ \Omega$ i $I = 1{,}5$ mA, w ciągu $\Delta t = 5$ s i przy braku chłodzenia otrzymuje się: $\Delta T_R \approx (4/\pi)^2\, I^2\, \Delta t\, /\, (\sigma\, \rho\, c_p\, d^4) \approx 0{,}1$ K; natomiast przy $I = 3{,}5$ mA, $\Delta T_R \approx 0{,}5$ K; dla wolframu $\alpha = 0{,}0046$ 1/K, $\sigma = 1{,}85\times10^7$ 1/Ω/m w $T = 298$ K, $\rho = 19270$ kg/m^3, $c_p = 132$ J/kg/K [2].

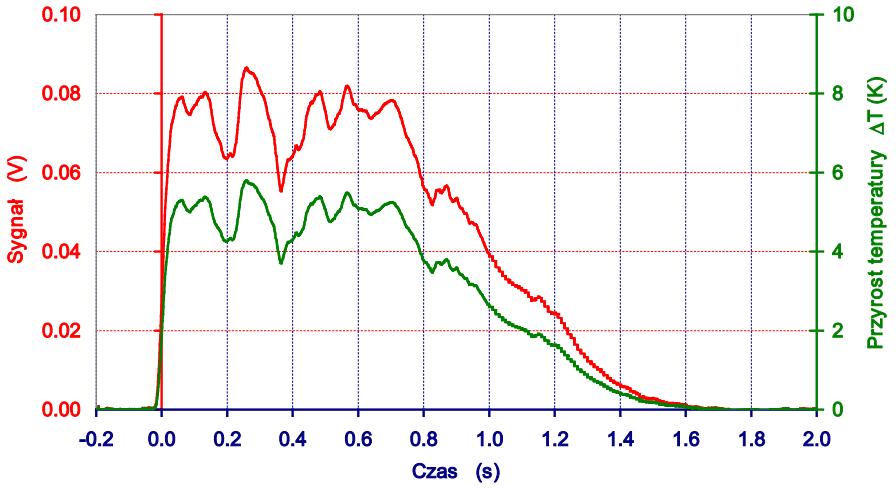
Sygnał z czujnika podawany był na rejestrator (oscyloskop cyfrowy) poprzez zasilany z baterii o napięciu 9 V wzmacniacz o wzmocnieniu napięciowym równym 200, zmontowany na jednej płytce ze stabilizatorem prądu (rys. 7.3).



Rys. 7.3. Czujnik połączony z płytką ze wzmacniaczem (pierścienie ochraniają drut przed przypadkowym zerwaniem)

7.3.2. Stała miernika temperatury

Stałą temperaturową czujnika ze wzmacniaczem κ wyznaczono w oparciu o znajomość tablicowej wartości współczynnika α, dla każdego z kilku egzemplarzy oddzielnie, w oparciu o pomiary rezystancji danego egzemplarza. Uzyskane stałe (czułości) zawierały się w granicach $\kappa = (81 \div 100) \pm 1$ K/V. Przykład próbnego przebiegu sygnału uzyskanego za pomocą jednego z czujników pokazano na rys. 7.4.



Rys. 7.4. Zapis przyrostów temperatury powietrza przy wdmuchnięciu w obszar czujnika powietrza znad rozgrzanej lutownicy

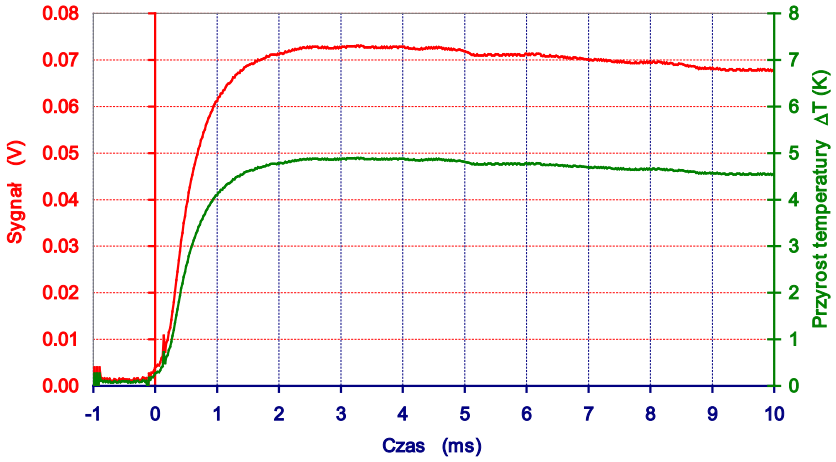
7.3.3. Stałe czasowe

Rezystancja drutu jako czujnika jest „dobrze określona" przy jednorodnym rozkładzie temperatury w całej jego objętości i jednorodnym rozkładzie gęstości prądu w przekroju poprzecznym. Warunki te osiągane są z wystarczającą dokładnością odpowiednio po określonych dalej czasach τ_T (temperatura) oraz τ_I (gęstość prądu), w których ciepło i pole elektromagnetyczne dyfundują do wnętrza drutu. Oba procesy opisuje to samo równanie dyfuzji (z dokładnością do współczynników), a wystarczająco dobrymi (do celów szacowań) ich wskaźnikami są – w przybliżeniu jednowymiarowego ośrodka półnieskończonego i wymuszenia na brzegu w postaci wartości stałej (funkcja Heaviside'a) T_0 lub B_0 (dla pola magnetycznego) – głębokości wnikania $s_T = (\lambda\, t / \rho / c_p)^{1/2}$ (ciepło) i $s_I = (t / \sigma / \mu_0)^{1/2}$ (pole elektromagnetyczne) [3], na których dyfundująca wielkość maleje w grubym przybliżeniu e-krotnie w porównaniu z wartością na brzegu. Tutaj t jest czasem dyfuzji, $\lambda = 174$ W/m/K – współczynnikiem przewodnictwa cieplnego wolframu, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ H/m – przenikalnością dielektryczną próżni. Podstawiając $s_T \sim d$ i $s_I \sim d$, otrzymujemy:

$$\tau_T \sim d^2 \rho\, c_p / \lambda = 29{,}6\ \mu s, \qquad \tau_I \sim d^2 \sigma\, \mu_0 = 47{,}1\ ns \tag{7.1}$$

Jak widać, o charakterystykach czasowych czujnika decyduje dyfuzja ciepła. Odtwarza on zmiany temperatury otoczenia $T(t)$, jeżeli czasy charakterystyczne tych zmian wynoszą $|T / (dT/dt)| >> \tau_T$, a więc co najmniej 300 μs. Daje to możliwość dwa–trzy rzędy wielkości lepszej czasowej zdolności rozdzielczej przyrządu, niż wspomniana na wstępie (rys. 7.1).

Sprawdzenia zdolności odtwarzania kształtu impulsu termicznego dokonano za pomocą fotograficznej lampy błyskowej (rys. 7.5), której błysk spełniał rolę impulsowego źródła ciepła o czasie trwania ok. 0,3 ms. Rurkę wyładowczą lampy umieszczono równolegle do drutu wolframowego, w odległości ok. 4 cm od niego.



Rys. 7.5. Zapis przyrostów temperatury czujnika nagrzewanego impulsowo (czas nagrzewania ok. 0,3 ms)

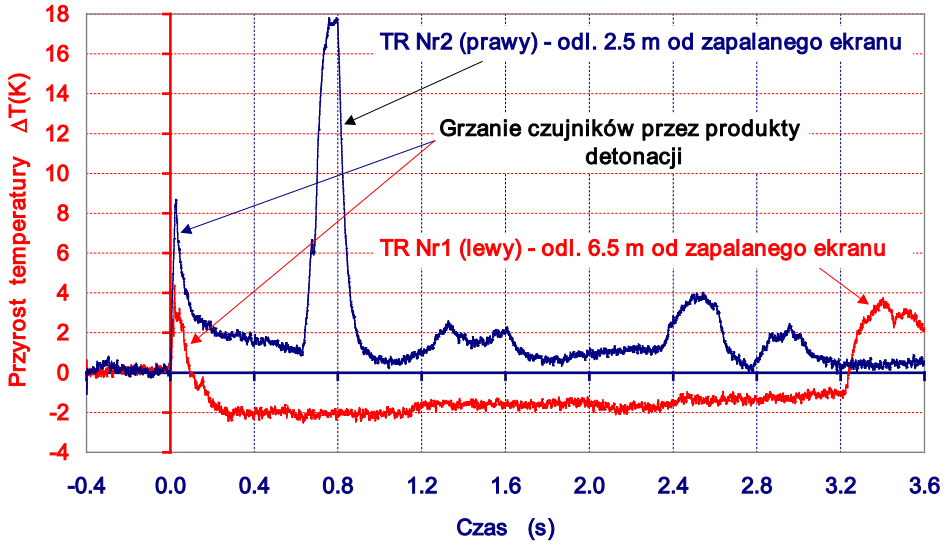
Krótki czas nagrzewania pozwolił stwierdzić, że faktyczna stała czasowa czujnika (czas wyrównywania temperatury w całym przekroju drutu wolframowego) wynosiła ok. 1,5 ms.

7.4. Wyniki poligonowych pomiarów temperatury

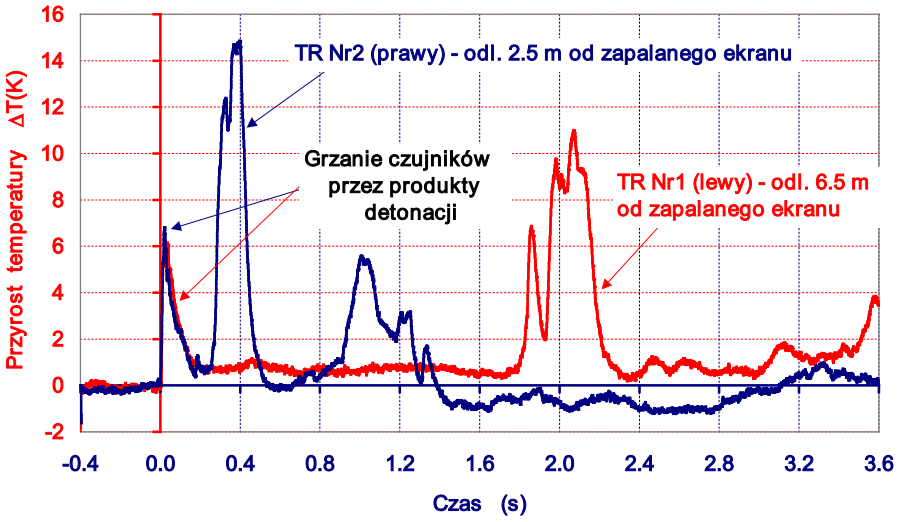
Termometry rezystancyjne rozmieszczono (rys. 7.2) po lewej i prawej stronie głowicy – w czasie pierwszych dwóch strzałów symetrycznie, w odległości $r_{T1} \approx r_{T2} \approx 3$ m od niej. W czasie strzału trzeciego, w związku z przeniesieniem punktu detonowania głowicy – lewy w odległości $r_{T1} \approx 7{,}5$ m, prawy w odległości $r_{T2} \approx 6{,}5$ m od niej. Przebiegi zmian temperatury, zarejestrowane w kolejnych strzałach, zostały pokazane na rys. 7.6÷7.8 ($\Delta T = 0$ oznacza początkową temperaturę otoczenia).

Początki tych przebiegów – piki temperatury o amplitudzie $\Delta T = 2 \div 8$ K – obrazują grzanie czujników przez produkty detonacji, co dokładniej pokazuje rys. 7.8b: od momentu wybuchu czujniki były grzane przez jego promieniowanie cieplne, dające plateau $\Delta T \approx 0{,}2$ K; od chwili τ_D grzanie przejęły produkty detonacji. Wyznaczona jako $v_D = r_{T1,2} / \tau_D = 450 \div 490$ m/s średnia prędkość fali uderzeniowej zgadza się w granicach błędu z $v_D \approx 430$ m/s, wyznaczoną w tym samym strzale dla zbliżonej odległości za pomocą czujników ciśnienia. Działanie nagrzanych gazów podetonacyjnych kończyło się po ok. 200 ms. Dalszy ciąg przebiegów odpowiada procesom palenia się różnych obiektów w otoczeniu eksplodujących głowic, za co odpowiedzialne były ziarna *Zr*, rozrzucane przez wybuch za odłamkami.

Płonący cyrkon w strzałach pierwszym i drugim miotany był głównie w tylny sektor głowicy i podpalał ekran nasączony benzyną (E na rys. 7.2), natomiast w strzale trzecim, gdy głowica zwrócona była częścią czołową w stronę przeciwną do ustawień poprzednich, zamiast ekranu podpaleniu uległy suche rośliny w odległości do kilkudziesięciu metrów za częścią denną głowicy. Zgodnie z oczekiwaniem, w pierwszych dwóch strzałach ciepło od płomieni docierało najpierw do czujnika prawego (bliższego), następnie do lewego, dając impulsy (rys. 7.6 i 7.7) o podobnych do siebie kształtach, świadczące o pochodzeniu od tego samego źródła; w strzale trzecim było odwrotnie, a kształty impulsów (rys. 7.8) z obu czujników zdecydowanie różniły się od siebie, świadcząc o istnieniu tam kilku ognisk płomienia. Za przyrost lokalnej temperatury o 10÷15 K mogły odpowiadać zarówno przewodnictwo cieplne, jak i jego konwekcja w strumieniach powietrza wytwarzanych przez wybuch i płonący obiekt.

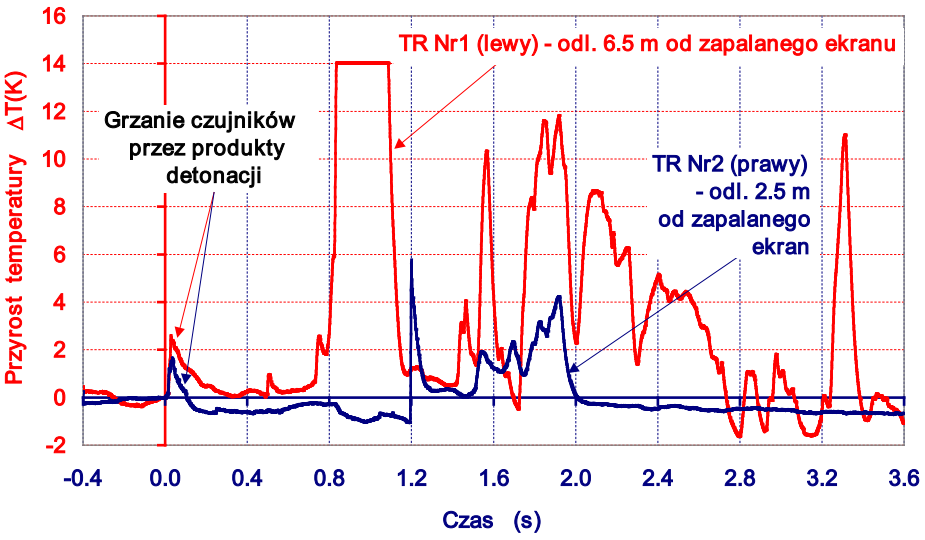


Rys. 7.6. Zapisy przyrostów temperatury w funkcji czasu, zarejestrowane za pomocą lewego i prawego termometru rezystancyjnego (por. rys. 7.2) w czasie pierwszego strzału



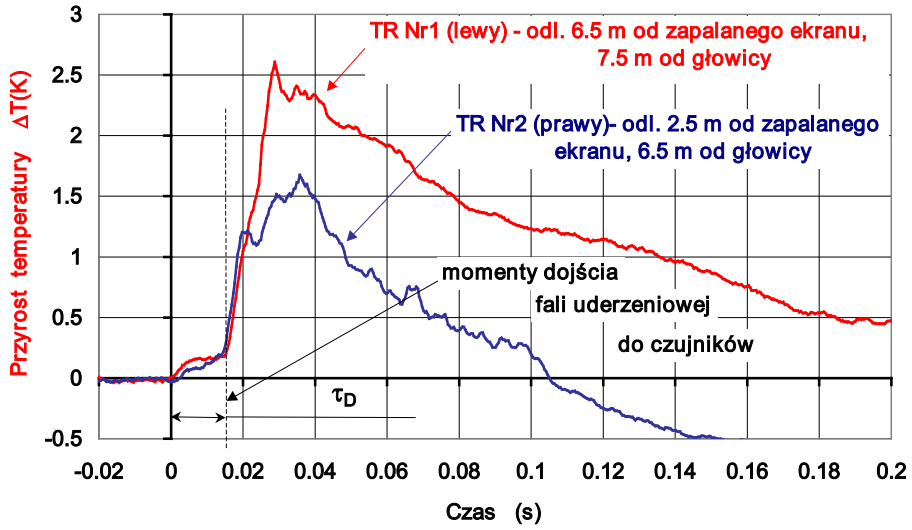
Rys. 7.7. Zapisy przyrostów temperatury w funkcji czasu, zarejestrowane za pomocą lewego i prawego termometru rezystancyjnego (por. rys. 7.2) w czasie drugiego strzału

(a)



Rys. 7.8a. Zapisy przyrostów temperatury w funkcji czasu, zarejestrowane za pomocą lewego i prawego termometru rezystancyjnego (por. rys. 7.2) w czasie trzeciego strzału

(b)



Rys. 7.8b. Rozciągnięty w czasie początek przebiegów z rys. 7.8a

7.5. Podsumowanie

Skonstruowano, określono jego właściwości i wypróbowano termometr rezystancyjny o czasie narastania dwa rzędy krótszym od termopar. Zastosowano go z powodzeniem w pomiarach w trakcie procesów związanych z wybuchem.

Uzyskanie czytelnego obrazu procesu podpalania obiektów przez głowicę wymagałoby użycia większej liczby takich czujników, rozstawionych w terenie, rejestracji ich sygnałów w dłuższym przedziale czasu i zsynchronizowania ich z zapisem z kamery filmowej.

Literatura

1. TBX Evaluation Testing in the M151 Warhead as Risk Reduction for the APKWS – 2005 NDIA Missiles & Rockets Symposium, Jason Gilliam, 28 April 2005.
2. *Tablice Fizyczno-Astronomiczne.* red. W. Mizerski, Adamantan, Warszawa 2002.
3. Knoepfel H.: *Sverkhsilnyje impulsnyje magnitnyje polja*, Moskwa 1972 (tłum z ang. *Pulsed High Magnetic Fields*, Amsterdam–London 1970).

8

Pomiary parametrów spłonek nakłuciowych

Jarosław DĘBIŃSKI, Andrzej DŁUGOŁĘCKI, Andrzej FARYŃSKI, Romuald KAŹMIERCZAK

8.1. Wprowadzenie

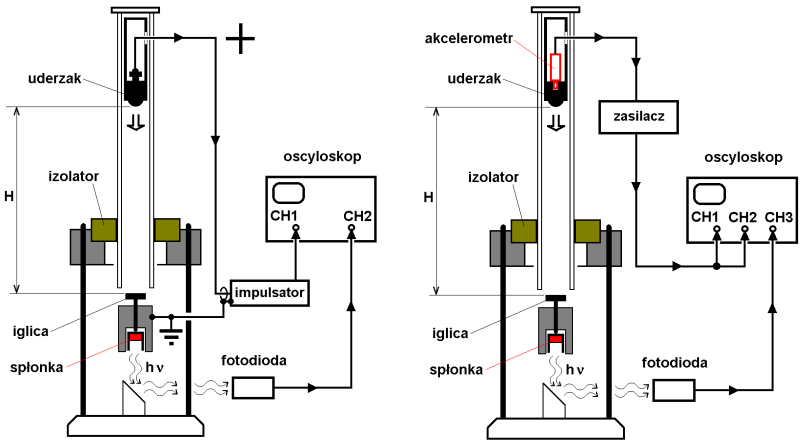
Spłonki nakłuciowe, inicjujące działanie strzeleckich i artyleryjskich ładunków miotających, pironabojów itp. zamieniają wejściowe oddziaływanie mechaniczne (iglica o energii kinetycznej E_{we}) na wyjściowe termiczne: płomień lub front fali o temperaturze T_{wy} i energii cieplnej E_{wy}, powstały po spaleniu zawartej w spłonce mieszaniny pirotechnicznej (MP). Temperatura T_{wy} i energia E_{wy} powinny wystarczyć do zainicjowania reakcji w ładunku pobudzanym.

Spośród parametrów charakteryzujących spłonkę nakłuciową najczęściej badana jest energia jej pobudzenia E_{we}. O ile w mechanizmach uderzeniowych broni strzeleckiej itp. iglica napędzana jest mechanizmem sprężynowym, o tyle w układach badawczych, tak jak w użytym poniżej, najczęściej grawitacyjnie (masa M spada na nią z wysokości H, $E_{we} = M\,g\,H$, g – przyspieszenie ziemskie). Wytwórnie spłonek, dla ich konkretnego typu, podają zwykle dla danej M granice H_D (dolną, przy której prawdopodobieństwo pobudzenia Φ_e jest znikome – przykładowo przyjmowaną jako $H_{śr}-n\sigma_H$, $n = 3\div6$, gdzie $H_{śr}$ – wysokość, na której zostaje pobudzona połowa badanej partii spłonek, σ_H – odchylenie standardowe rozkładu $\Phi_e = \Phi_e\,(H))$ i H_G (górną, przyjmowaną np. jako $H_{śr}+n\sigma_H$, na której pobudzeniu ulegają prawie wszystkie spłonki partii. Wartościom H, $H_{śr}$, σ_H, H_D i H_G odpowiadają wartości E_{we} , $(E_{we})_{śr}$, σ_E , $(E_{we})_D$ i $(E_{we})_G$; poniżej posłużono się energią zamiast wysokością, jako wielkością uniwersalną. W rozdziale opisano sposób badania tych wielkości w ITWL oraz dokonywane równocześnie pomiary opóźnienia czasowego τ_Z momentu zadziałania spłonki względem momentu dotknięcia powierzchni wrażliwej spłonki przez iglicę (istotnego w niektórych przypadkach) oraz energii E_{abs}, rzeczywiście pochłoniętej przez spłonkę do momentu zainicjowania w niej zapłonu (wybuchu) – mniejszej od dysponowanej w danym uderzeniu energii E_{we}. W dostępnej literaturze brak doniesień o takich pomiarach.

8.2. Układ badawczy

Badania prowadzono, wykorzystując opracowane i wykonane w ITWL stanowisko, mogące pracować w dwu wariantach, przedstawionych schematycznie na rys. 8.1. Wariant „P" pokazany na rys. 8.1a pozwala na badanie Φ_e (H) (lub Φ_e (E_{we})) z jednoczesnym pomiarem τ_Z przy każdym uderzeniu, wariant „E" na rys. 8.1b pozwala na zmierzenie przy tym również E_{abs}.

Uderzak ma budowę złożoną, pozwalającą na zmianę jego masy M oraz zabudowanie na nim akcelerometru. Regulowana jest wysokość H jego zrzutu. Początek procesu nakłuwania spłonki sygnalizuje impulsator kontaktowy lub akcelerometr. Moment zadziałania spłonki sygnalizowany jest przez impuls z układu fotodiody oświetlanej błyskiem płomienia. Przebiegi sygnałów z fotodiody U_{fot}, impulsatora U_{imp} (rys. 8.1a) i akcelerometru U_{acc} (rys. 8.1b) rejestrowano za pomocą oscyloskopu cyfrowego.



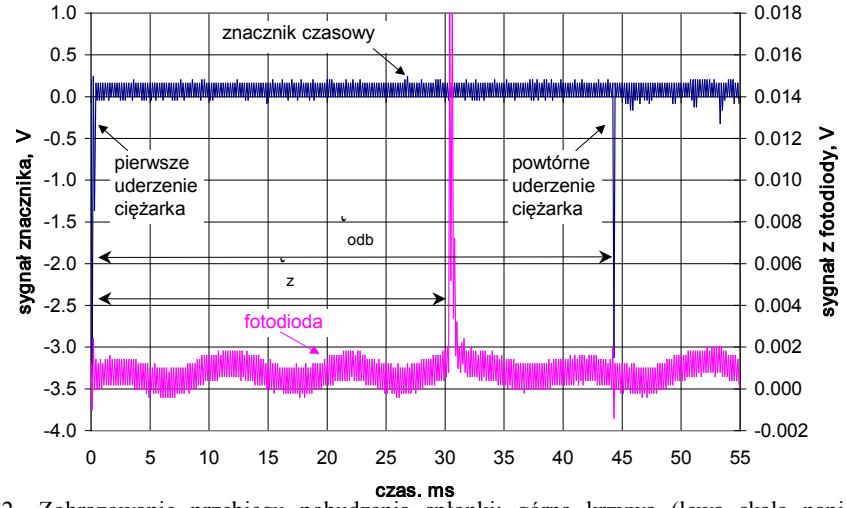
a) b)

Rys. 8.1. Układy stosowane do badania charakterystyk spłonek

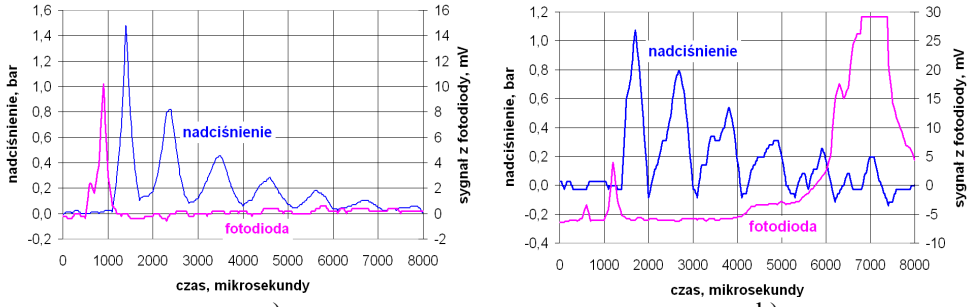
Przykład zapisu sygnałów w tym wariancie badań przedstawia rys. 8.2. Zamiast fotodiody można użyć odpowiednio zamocowanego czujnika drgań (np. piezoelektrycznego) lub ciśnienia (rys. 8.3) – w tym przypadku przy odpowiedniej komorze wybuchowej można dodatkowo mierzyć wspomnianą na wstępie energię wyjściową E_{wy}. Zaletą użycia czujnika ciśnienia zamiast fotodiody jest prezentowanie maksymalnego ciśnienia po strzale, które może stanowić obiektywne kryterium zadziałania i przydatności spłonki. Jak pokazuje rys. 8.3, sygnał z fotodiody ma – przy podobnych przebiegach ciśnienia – różne kształty, wynikające zarówno z nieustabilizowanego charakteru „palenia" spłonki przy niskim ciśnieniu, jak i przesłaniania strumienia światła przez gazy poreakcyjne. Wadą tego rozwiązania jest konieczność uwzględniania dodatkowego opóźnienia czasowego, wynikłego z propagacji frontu gazów do czujnika.

8.3. Badania w wariancie „P”

W wariancie tym najczęściej określano wartości $(E_{we})_{śr}$ i σ_E , rzadziej równocześnie τ_Z. Przedstawiono wybrane wyniki badań spłonek umownych typów „A” (KWM-3) i „B” (spłonka naboju działka NR-30). Oscylogramy (rys. 8.2 i 8.3) pokazują przebiegi sygnałów pozwalających wyznaczać τ_Z.



Rys. 8.2. Zobrazowanie przebiegu pobudzenia spłonki: górna krzywa (lewa skala napięcia) – przebieg znacznika czasowego – jej początek (chwila $t = 0$) odpowiada początkowi wgniatania iglicy w dno spłonki, widać impulsy: startowy i odpowiadający powtórnemu opadnięciu uderzaka na iglicę; dolna krzywa (prawa skala napięcia) pokazuje pojawienie się impulsu świecenia gazów w trakcie wybuchu spłonki; $\tau_Z > 30$ ms, odbity uderzak opadł powtórnie na iglicę już po wybuchu



Rys. 8.3. Jednoczesna rejestracja sygnału z fotodiody i nadciśnienia po wybuchu spłonki typu A w półotwartej komorze o objętości ok 350 cm^3; zwłoka czasowa między sygnałem z fotodiody i ciśnieniem – ok. 500 μs; a) $E_{we} = 213$ mJ, b) $E_{we} = 300$ mJ

8.3.1. Wyznaczanie $(E_{we})_{śr}$ i σ_E

Niżej opisaną procedurę stosowano w napotykanych sytuacjach, gdy należało wyznaczyć choćby orientacyjne wartości $X_{śr}$ ($(E_{we})_{śr}$ lub $H_{śr}$) i odchylenia standardowego σ (σ_E lub σ_H), natomiast liczba spłonek dostępnych do badań była bardzo ograniczona i można ją było podzielić tylko na niewiele nierównolicznych grup, zaś wartości zmiennej losowej x (E_{we} lub H), przy których badano zachowanie spłonek – były wybierane w sposób intuicyjny w punktach nierówno odległych, niekoniecznie leżących po tej samej stronie wartości średniej $X_{śr}$.

Dla każdego z wybranych punktów X_i $(i = 1,...,n)$ zmiennej ciągłej x, na podstawie liczby zadziałań w i-tej grupie spłonek obliczano prawdopodobieństwo zadziałania, traktując je jako „doświadczalną" wartość $(\Phi_e)_i$ dystrybuanty $\Phi_e(x)$. Zakładając, że x ma rozkład normalny o gęstości:

$$f(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\left[\frac{x-X_{śr}}{\sigma\sqrt{2}}\right]^2} \tag{8.1}$$

i dystrybuancie:

$$\Phi_e = \int_{-\infty}^{w} f(t)dt = 0{,}5 + \int_{0}^{w} f(t)dt,$$
$$W = \left(\frac{x - X_{śr}}{\sigma\sqrt{2}}\right) \tag{8.2}$$

Stosując metodę najmniejszych kwadratów otrzymano układ równań:

$$\sum_{i=1}^{n} \{(\Phi_e)_i - \Phi_e(W_i)\}\, exp\left(-W_i^2\right) = 0 \tag{8.3}$$

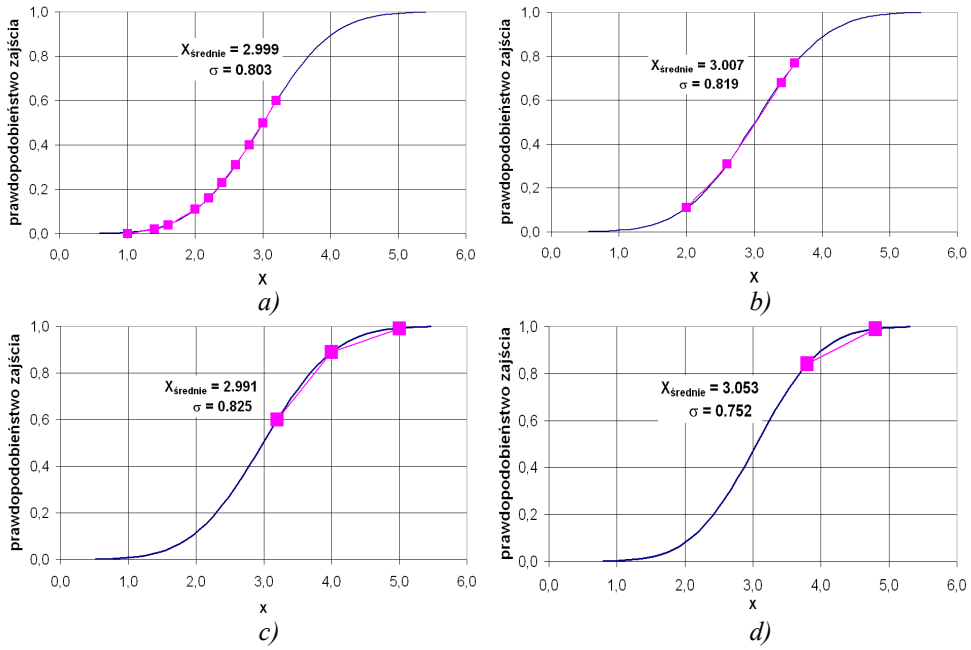
$$\sum_{i=1}^{n} \{(\Phi_e)_i - \Phi_e(W_i)\}(X_i - X_{śr})\, exp\left(-W_i^2\right) = 0 \tag{8.4}$$

gdzie ($\sum_{i-1}^{n}-$ oznacza sumowanie w podanych granicach, $W_i = (X_i - X_{śr}) / (\sigma\, 2^{1/2})$), za pomocą których, metodą kolejnych przybliżeń obliczano $X_{śr}$ *i* σ.

Wyniki próbnego odtwarzania dystrybuanty tablicowego rozkładu normalnego o $X_{śr} = 3$, $\sigma = 0{,}8$ przedstawia rys. 8.4. Wynika z nich, że nawet przy wyznaczaniu dystrybuanty na podstawie dwóch punktów, dość dowolnie rozmieszczonych, błąd metody określania parametrów rozkładu jest < 2% dla $X_{ŚREDNIE}$ oraz < 10% dla σ.

Powyższą metodą wyznaczano dla różnych typów spłonek dystrybuanty (oraz $(E_{we})_{śr}$ i σ_E), których przykłady pokazano na rys. 8.5. Dla typu „A" oprócz podanych na rys. 8.5a

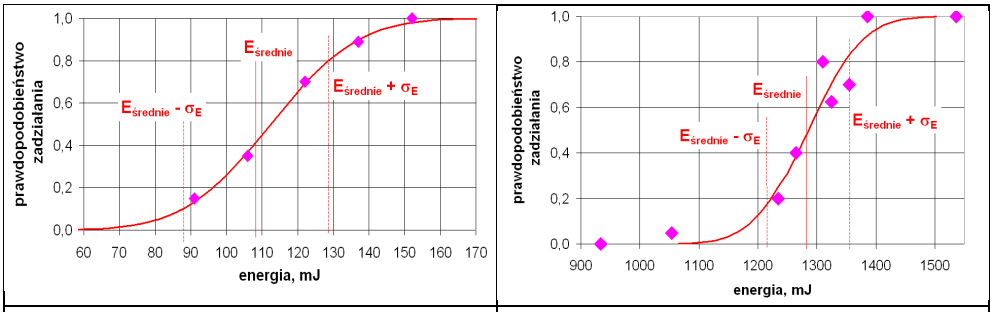
$(E_{we})_{śr}$ = 113 mJ, σ_E = 19 mJ, zależnie od partii, otrzymywano do $(E_{we})_{śr}$ = 169 mJ, σ_E = 74 mJ. W tej metodzie dokładność wyznaczania $(E_{we})_{śr}$ i σ_E zależy od ΔE_{we} (ok. 5 mJ), ale głównie od dokładności określenia prawdopodobieństwa $(\Phi_e)_i$, które zależy od liczności grupy dla danego $(E_{we})_i$. Punkty eksperymentalne (romby) na rys. 8.5b świadczą o tym, że należy się liczyć z rozrzutami $(\Phi_e)_i$ rzędu 20%.



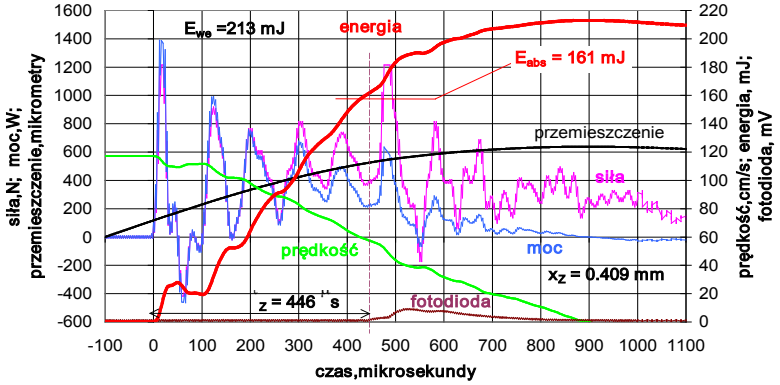
Rys. 8.4. Wyniki prób odtwarzania parametrów znanej dystrybuanty (kolor niebieski) z wykorzystaniem różnej liczby punktów danych (kolor różowy)

8.4. Badania w wariancie „E”

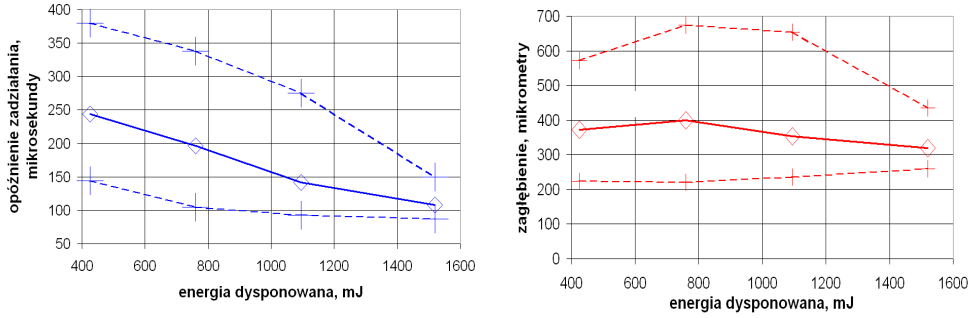
W wariancie tym wyznaczano jednocześnie τ_Z , E_{abs} i zagłębienia iglicy x_Z do chwili zadziałania spłonki – dla danych wartości E_{we}. Opóźnienie $a(t)$, rejestrowane w trakcie zagłębiania iglicy w spłonce, pozwalało, poprzez numeryczne całkowanie, na wyznaczenie prędkości zagłębiania $v(t)$, bieżącego zagłębienia $x(t)$, siły wgniatania iglicy $F = M\,a(t)$, mocy wgniatania $P = F(t)\,v(t)$ oraz energii pochłanianej $E = \int P(t)\,dt$. Przykład uzyskanych w ten sposób przebiegów zamieszczono na rys. 8.6. Dla spłonek typu „A” zbadano zachowanie się τ_Z , $x_Z = x(\tau_Z)$ i $E_{abs} = E(\tau_Z)$ w funkcji E_{we} aż do $E_{we} \approx 10\ (E_{we})_{śr}$. Wyniki pokazano na rys. 8.7. Grupy spłonek dla danego E_{we} liczyły 5÷7 sztuk.



Rys. 8.5. Dystrybuanty prawdopodobieństwa zadziałania spłonek partii „A" w funkcji energii dysponowanej E_{we}: a) spłonka typu „A" – $(E_{we})_{śr}$ = 113 mJ, σ_E = 19 mJ; b) spłonka typu „B" – $(E_{we})_{śr}$ = 1285 mJ, σ_E = 73 mJ



Rys. 8.6. Przykładowy przebieg w czasie parametrów mechanicznego pobudzania spłonki typu „A" dla niskiej dysponowanej energii pobudzenia



Rys. 8.7. Zmiana opóźnienia zadziałania τ_Z i zagłębienia $x_Z = x(\tau_Z)$ w funkcji energii dysponowanej E_{we} dla spłonek typu „A"; podano wartości średnie oraz maksymalne górne i dolne odchyłki w badanych grupach

8.5. Podsumowanie

Skonstruowane urządzenie pozwala na efektywne badanie parametrów pobudzenia spłonek nakłuciowych, zaś zastosowana procedura – na oszacowanie $(E_{we})_{śr}$ i σ_E dla minimalnej liczby (~20) egzemplarzy do prób.

Wyznaczone wartości $(E_{we})_{śr} \approx 130$ mJ i $\sigma_E \approx 30$ mJ dla spłonek typu KWM-3 zgadzały się z podanymi przez producenta wartościami $(E_{we})_D \approx 29$ mJ i $(E_{we})_G \approx 261$ mJ po przyjęciu, że $(E_{we})_D \approx (E_{we})_{śr}$-3.5 σ_E oraz $(E_{we})_G \approx (E_{we})_{śr} + 4{,}5\ \sigma_E$: dla spłonek amunicji 30 mm $(E_{we})_{śr} \approx 1290$ mJ, $\sigma_E \approx 70$ mJ.

Zmierzono zwłokę czasową zadziałania τ_Z dwiema metodami (fotoelektryczną i ciśnieniową), z których pierwsza jest dokładniejsza (nie zależy od umiejscowienia czujnika), mimo niepowtarzalnego kształtu impulsu. Zwłoka czasowa dla spłonek typu KWM-3 zmieniała się od ok. 450 μs przy $(E_{we})_{śr}$ do ok. 100 μs przy $E_{we} \approx 10\ (E_{we})_{śr}$; w pojedynczych przypadkach zdarzało się $\tau_Z \approx 30 \div 40$ ms.

Badania pokazały, że dla KWM-3 bez względu na wielkość E_{we}, zagłębienie $x_Z \approx 350$ mm i energia pochłonięta $E_{abs} \leq 150$ mJ (< $(E_{we})_{śr}$!) do chwili τ_Z są praktycznie niezmienne. To potwierdza termiczny charakter pobudzenia spłonek opartych na $Hg(ONC)_2$ (piorunian rtęci – główny składnik mieszaniny pirotechnicznej oprócz Sb_2S_3 i $KClO_3$). Sposób umieszczenia na uderzaku akcelerometru użytego do pomiaru tych wielkości spowodował, że wyznaczone wartości mogły odbiegać od x_Z i E_{abs} właściwych dla miejsca styku iglicy i dna spłonki. Aby oszacować wynikłe stąd różnice, przeprowadzono modelowanie numeryczne [1], które pokazało, że dla $E_{we} \approx (E_{we})_{śr}$ wynosiły one ok. 10%, podczas gdy dla niektórych wartości $E_{we} >> (E_{we})śr$ różnice te mogły sięgać kilkudziesięciu procent. Miejsce wystąpienia dużych różnic zależało od własności dynamicznych układu uderzak – iglica – spłonka.

Literatura

1. Dębiński J., Długołęcki A., Faryński A.: *Model numeryczny nakłuwania spłonki w urządzeniu testowym ITWL*. IX Międzynarodowa Konferencja Uzbrojeniowa, 25-28.09.2012, Pułtusk 2012.
2. Metodyka nr MB-14-15/08. *Spłonki inicjowane uderzeniowo. Pomiar i sprawdzenie granic czułości, zwłoki zadziałania i niezawodności*. ITWL, niepublikowane, Warszawa 2008.

9

Model numeryczny nakłuwania spłonki w urządzeniu testowym ITWL

Jarosław DĘBIŃSKI, Andrzej DŁUGOŁĘCKI, Andrzej FARYŃSKI, Roman KAMIŃSKI, Szymon KOBIELA

9.1. Wprowadzenie

Za pomocą urządzenia opisanego w rozdziale 8 (rys. 9.1a) badano zachowanie w czasie parametrów związanych z pobudzeniem spłonki nakłuciowej typu KWM-3: zwłoki czasowej τ_Z , zagłębienia iglicy x_Z oraz energii pochłoniętej E_{abs} – do momentu zapłonu – w funkcji dysponowanej energii wejściowej

$$E_{we} = M\,g\,H, \tag{9.1}$$

gdzie M – masa uderzaka, zrzucana z wysokości H na iglicę o końcówce kulistej, opartą o dno spłonki, g – przyspieszenie ziemskie.

Wyniki pomiarów w zakresie E_{we} dużo wyższych od energii, przy których zadziałało ponad 90% badanych spłonek (ok. 180 mJ, rozdz. 8), wskazują, że zapłon MP spłonki następował zawsze po osiągnięciu tego samego zagłębienia iglicy (rys. 9.4b, krzywa 1), co sugeruje termiczny charakter pobudzenia.

Ponieważ akcelerometr mierzący opóźnienie uderzaka $a(t)$ w czasie „nakłuwania" spłonki umocowany był w miejscu, które oddzielały od miejsca styku iglicy i dna spłonki (gdzie ta energia była wydzielana) elementy sprężyste, energia E^a_{abs} nie musiała być równa energii wydzielanej w spłonce E_{abs}.

$$E^a_{abs} = \int_0^{\tau_z} Ma(t) \int_0^{\tau_z} a(\xi)d\xi dt \tag{9.2}$$

Aby oszacować zależność E_{abs} od „zmierzonej" E^a_{abs}, zbudowano prosty numeryczny model oddziaływań w obrębie uderzaka, iglicy i elementów spłonki (rys. 9.1b). Zawiera on model wydzielania energii E_{MP} (t) w materiale pirotechnicznym (MP) spłonki (patrz niżej)

$$E_{MP} = \int_0^t F_{PIR} dx_5 \tag{9.3}$$

pozwalający na określenie kluczowej wielkości τ_Z, a więc i wielkości:

$$x_z = x_5(\tau_z), \tag{9.4}$$

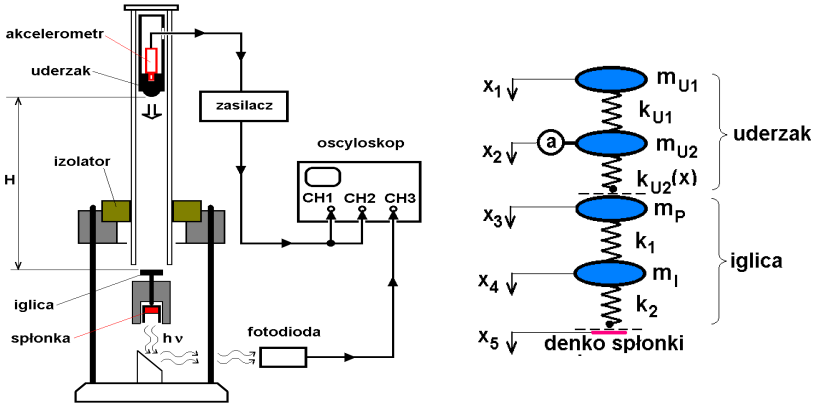
$$E_{MP}(\tau_z), \tag{9.5}$$

$$E^a_{abs} = \int_0^{\tau_z} M \frac{d^2x_2(t)}{dt^2} \int_0^{\tau_z} \frac{d^2x_2(\xi)}{d\xi^2} d\xi dt \tag{9.6}$$

$$E_{abs} = \int_0^{\tau_z} F_{R5}(t) \frac{dx_5}{dt} dt \tag{9.7}$$

9.2. Opis modelu

Schemat modelu pokazuje rys. 9.1b. W uderzaku masa m_{U1} połączona jest sztywno poprzez „sprężynę" (tuleja łącząca) o stałej k_{U1} z masą m_{U2}, z którą związany jest akcelerometr ($m_{U1} + m_{U2} = M$). Stała k_{U1} obliczana jest dla szeregowego połączenia prętów walcowych o różnych przekrojach i długościach wynikających z konstrukcji uderzaka, dla modułów sprężystości stali i Al odpowiednio $Y = 220$ GPa i 71 Gpa [5].



a) b)

Rys. 9.1. Schemat układu pomiarowego (a) i schemat zastępczy układu uderzak–iglica–spłonka (b); a – miejsce zamocowania akcelerometru; m – masy punktowe, x – współrzędne opisujące ruch tych mas, k – parametry liniowych elementów sprężystych; $k_{U2}(x)$ – nieliniowa charaktrystyka sprężyny; linią przerywaną zaznaczono połączenia swobodne

Kulka stalowa o promieniu r_K, o nieliniowej charakterystyce sprężystej $k_{U2}(x)$ takiej, że siła F_{U2} odkształcająca ją [3] (działa tylko wtedy, gdy $x_2 > x_3$),

$$F_{U2} = (Y/2)\ (r_K\ ((x_2 - x_3)/0{,}775)^3)^{1/2} \tag{9.8}$$

związana sztywno z masą m_{U2}, uderza wraz z całym uderzakiem z prędkością v_0 w masę pośrednią m_P związaną sztywno poprzez „sprężynę" k_1 z iglicą o masie m_I, opartą o powierzchnię dna spłonki poprzez „sprężynę" o stałej k_2.

Stałe k_1 i k_2 są stałymi prętów (stalowych walców), na jakie sztucznie dzieli iglicę położenie jej środka masy względem masy m_P. Uderzak i iglica nie odkształcają się plastycznie. Wszystkie masy są punktowe. Oddziaływania w tym układzie można opisać następującym układem równań:

$$\begin{aligned} &d^2x_1/dt = -F_{U1}/m_{U1},\\ &d^2x_2/dt = F_{U1}/m_{U2} - F_{U2}/m_{U2},\\ &F_{U1} = k_{U1}\ (x_1 - x_2),\\ &d^2x_3/dt = F_{U2}/m_P - F_{R3}/m_P,\\ &F_{R3} = k_1\ (x_3 - x_4),\\ &d^2x_4/dt = F_{R3}/m_I - F_{R5}/m_I \end{aligned} \tag{9.9}$$

z warunkami początkowymi:

$$\begin{aligned} x_1(0) = x_2(0) = x_3(0) = x_4(0) = x_5(0) = dx_3/dt(0) = dx_4/dt(0) = 0,\\ dx_1/dt(0) = dx_2/dt(0) = v_0 \end{aligned} \tag{9.10}$$

Położenie minimum wgłębienia iglicy w dno spłonki opisuje „sztuczna" współrzędna x_5. Siła sprężystości $F_{R5} = k_2\ (x_4 - x_5)$ przeciwdziała działającym równolegle siłom: odkształcenia plastycznego dna spłonki F_T oraz F_{PIR} – ścinania MP (patrz dalej). Dopóki siła F_{R5} jest mniejsza od siły $F_T + F_{PIR}$, x_5 się nie zmienia; w przeciwnym razie następuje wzrost x_5 (która odpowiada x na rys. 9.2a): $x_5 = x_4 - (F_T + F_{PIR}) / k_2$.

9.2.1. Odkształcanie plastyczne dna spłonki – siła F_T

W trakcie uderzenia iglica jest hamowana na drodze x (rys. 9.2a) siłą ścinania

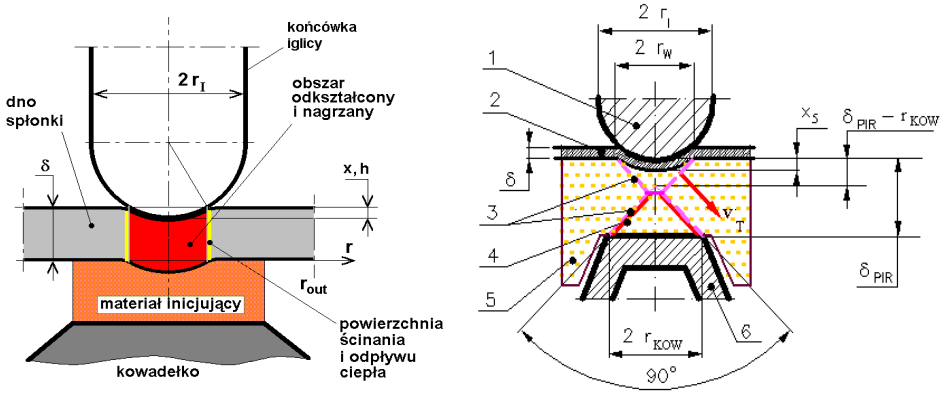
$$F_T(x) \approx 2\ \pi\ \delta\ R_T\ (r_I^2 - (r_I - x)^2)^{1/2} \tag{9.11}$$

materiału dna spłonki o grubości δ na bocznej powierzchni cylindra o aktualnej średnicy krawędzi wgniecenia $2\ r_W = 2\ (r_I^2 - (r_I - x)^2)^{1/2}$, R_T – wytrzymałość na ścinanie. Praca nad wykonaniem wgniecenia o głębokości h dla $h = 0{,}5$ mm, $\delta = 0{,}4$ mm, $R_T = 200$ MPa [4] (mosiądz miękki) wynosi:

$$W_T(h) = \int_o^h F_T(\xi)d\xi = \tag{9.12}$$

$$2\pi\delta R_T\left[\left(\frac{r_I^2}{2}\right)\left(\frac{\pi}{2} + arcsin\left(\frac{h-r_I}{r_i}\right)\right) + 0{,}5(h-r_i)\left(h(2r_1-h)\right)^{0{,}5}\right] = 190mJ$$

co jest wartością rzędu energii pochłanianej do momentu zadziałania spłonki w eksperymentach (patrz dalej).



Rys. 9.2. Schemat nakłuwania spłonki przez iglicę: a) odkształcanie dna spłonki; b) schemat ścinania MP: 1 – końcówka iglicy, 2 – dno spłonki, 3 – powierzchnie ścinania MP, 4 – obszar najintensywniejszego grzania (warstwa o grubości w_G), 5 – sprasowana MP, 6 – kowadełko, v_T – prędkość względna powierzchni ścinających

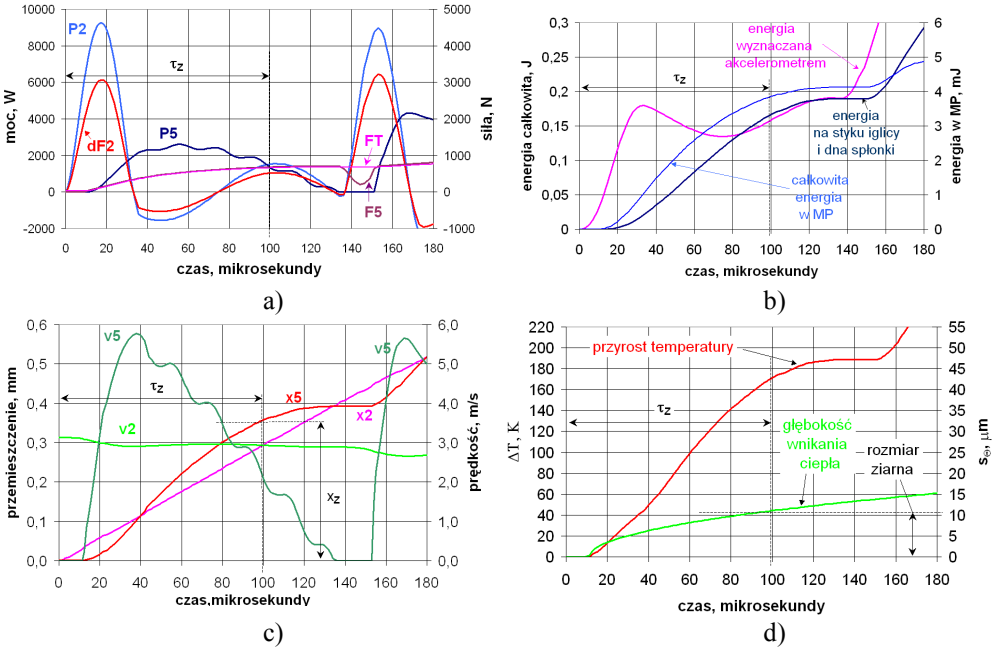
Zamiana W_T bez strat na ciepło metalu odkształconego wgnieceniem, przy cieple właściwym mosiądzu c_V = 3,18 MJ / m^3/K, skutkuje jednorodnym ogrzaniem obszaru odkształconego o ok. 48 K. Ze względu na dużo większe przewodnictwo cieplne metalu niż MP można założyć, że te dwa ośrodki grzeją się niezależnie. Dyfuzyjny nagrzew przygranicznej (w stosunku do metalu) warstwy MP jest więc wysoce niewystarczający w porównaniu z temperaturą inicjacji piorunianu rtęci $Hg(CNO)_2$ (który tu wchodził w grę), wynoszącą 160÷180°C .

9.2.2. Ognisko inicjacji wewnątrz MP – siła F_{PIR}

Dno spłonki styka się z kształtką MP, wytworzoną poprzez zaprasowanie pod wysokim ciśnieniem mieszaniny $Hg(CNO)_2$, Sb_2S_3 i $KClO_3$ o pierwotnych rozmiarach ziaren ~ 10 μm i mającą konsystencję zbliżoną do lodu lub cegły, mogącą więc w pewnych granicach naprężeń zachowywać się jako ośrodek ciągły o wytrzymałości na ścinanie

R_{MP} ~ 1÷10 MPa. Sposób ściskania kształtki, skutkujący wydzielaniem w niej ciepła, zależy od geometrii iglicy, warstwy MP i kowadełka. Przyjęto, że:

- Nacisk iglicy o końcówce kulistej generuje w MP dwa stożki skierowane ku sobie wierzchołkami (rys. 9.2b), o kątach wierzchołkowych ok. 90° (w trakcie zgniatania mogą przekształcić się w stożki ścięte); na powierzchniach tych stożków naprężenia ścinające osiągają maksimum. Stożek górny oparty jest podstawą o obszar wgniecenia dna o promieniu r_W i ma powierzchnię boczną $S_{górne}$, podstawą stożka dolnego o powierzchni bocznej S_{dolne} jest powierzchnia nieruchomego kowadełka o promieniu r_{KOW}. Grubość warstwy MP – nieprzekraczalna suma wysokości stożków – wynosi δ_{PIR}.



Rys. 9.3. Wielkości charakteryzujące oddziaływania w układzie uderzak–iglica–spłonka przy E_{we} = 1520 mJ (H = 0,5 m), obliczone za pomocą równań (9.1): a) P2 – moc dE^a_{abs}/dt, dF_2 – siła, odpowiadające miejscu zamocowania akcelerometru, P_5 – moc dE_{abs}/dt w miejscu styku iglicy i spłonki, F_T – aktualna wartość siły ścinającej, F_5 – nacisk na dno spłonki (F_{R5}); b) energia E^a_{abs} w punkcie umieszczenia akcelerometru i pochłaniana w spłonce (E_{abs} i E_{MP}); c) x_2 i x_5 – przemieszczenia x_2 i x_5, prędkości $v_2 = dx_2/dt$, $v_5 = dx_5/dt$; d) temperatura ogniska zapłonu MP, „rozmiar ziarna" odpowiada w_G

- Wewnątrz stożków materiał MP jest ściskany quasi-izotropowo w sposób uniemożliwiający wykonanie na nim pracy. Zbliżające się ku sobie stożki rozpychają resztę MP na boki i na powierzchniach tych stożków o sumarycznej wartości $S_{DEF} = S_{dolne} + S_{górne}$ wykonywana jest praca przy pokonywaniu naprężeń ścinających RMP sumaryczną siłą $F_{PIR} = R_{MP}\, S_{DEF}\, cos\ 45°$. „Poślizg" ośrodka wypychanego na zewnątrz po powierzchni

stożków odbywa się z prędkością $v_T = 0{,}5\ dr_W/dt/\ 2^{1/2}$. Powierzchnia $S_{górne}$ przemieszcza się względem ośrodka MP, w którym rozprasza się wydzielane na niej ciepło. Dolna część powierzchni S_{dolne} nie przemieszcza się względem MP i w jej sąsiedztwie (wewnątrz stożka) możliwa jest kumulacja wydzielanego ciepła aż do osiągnięcia temperatury zapłonu. Wyrażenia na $S_{górne}$ i S_{dolne} zależą od konkretnej geometrii układu denko – kształtka MP – kowadełko.

- Powierzchnia stożka dolnego dzieli od opływającej masy zewnętrznej **wciąż tę samą masę** wewnątrz tego stożka, która na jego powierzchni nagrzewa się coraz bardziej; na grzanie masy „wewnętrznej" zużywana jest połowa wydzielanego na tej powierzchni ciepła. Ciepło wydzielone na skutek pracy ścinania na jednostkę powierzchni stożka po czasie t (od początku procesu):

$$Q = \frac{0{,}5R_{MP}}{\sqrt{2}} \int_0^t \frac{dr_w}{d\xi} d\xi \approx \frac{R_{MP} r_w}{\sqrt{2}} \tag{9.13}$$

dyfunduje w obie strony od powierzchni ścinania, ale kumuluje się po stronie wnętrza stożka w warstwie o grubości w_G (**ognisko – lub ogniska zapłonu MP**).

Oznaczając ΔT – przyrost w czasie t temperatury na chłodniejszej powierzchni warstwy w_G , można napisać:

$$Q / 2 \approx R_{MP}\, r_W / 2^{1/2} / 4 = \Delta T\, w_G\, \rho\, c_p \tag{9.14}$$

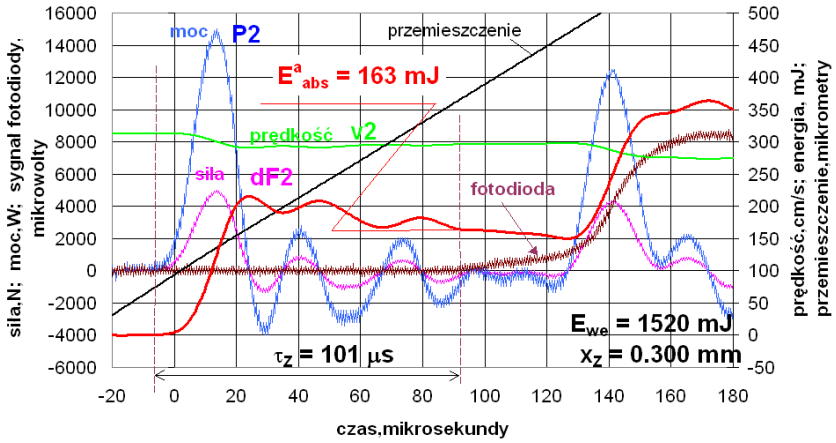
Skąd:

$$\Delta T(t) \approx 0{,}18\, R_{MP}\, r_W(t) / (w_G\, \rho\, c_p), \tag{9.15}$$

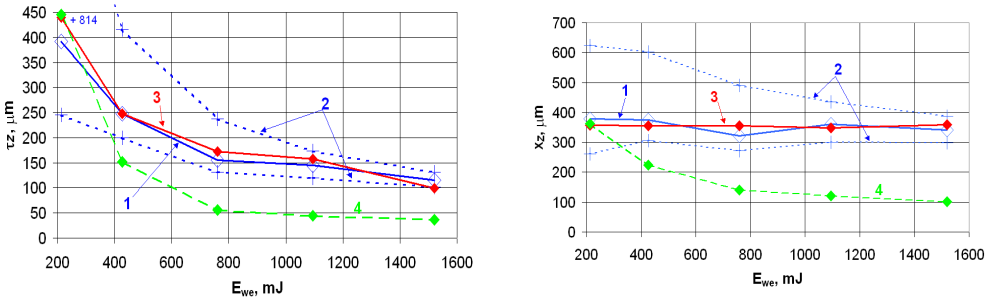
gdzie: $\rho \approx 2300$ kgm^{-3} jest gęstością, $c_p \approx 950$ J/kg/K – ciepłem właściwym MP (wartości parametrów odpowiadają w przybliżeniu podobnym substancjom [5]).

Układ równań (9.9) z opisanymi wyżej siłami rozwiązywano metodą Runge–Kutty dla $R_T =$ 300 MPa, $m_{U1} = 50$ g, $m_{U2} = 260$ g, $m_P = 5{,}8$ g, $m_I = 4{,}56$ g, $k_{U1} = 1{,}28\times10^8$ N/m, $k_1 = 2{,}87\times10^8$ N/m, $k_2 = 1{,}05\times10^8$ N/m, $r_I = 1{,}25$ mm, $\delta = 0{,}4$ mm, $\delta_{PIR} = 0{,}65$ mm, $r_{KOW} = 0{,}5$ mm. Kryterium wyznaczenia τ_Z , x_Z itd. stanowiło osiągnięcie $\Delta T = 170$ K (propagacja frontu palenia/detonacji przez objętość MP trwa << τ_Z). Obliczenia prowadzono w dwu wariantach:
„P" – gdzie $w_G = 10$ μm = const, $R_{MP} = 13$ MPa oraz ***„Q"*** – gdzie $w_G = \varphi\, s_\theta$; $s_\theta \approx (\lambda\, t_d / \rho / c_p)^{1/2}$ odpowiada w procesie dyfuzji ciepła o dość szerokiej klasie warunków brzegowych [3] odległości od powierzchni, na której temperatura maleje w przybliżeniu e-krotnie; $\varphi = e\,(1 - 1/e) \approx 1{,}72$ jest współczynnikiem kształtu, wynikającym z założonego wykładniczego zaniku temperatury w głąb ośrodka; $R_{MP} = 15$ MPa, $\lambda \approx 0{,}25$ W/m/K jest współczynnikiem przewodnictwa cieplnego MP.

Rysunek 9.3 pokazuje przykład przebiegu parametrów procesu nakłuwania spłonki w wariancie *„P”*. Na rys. 9.4 i 9.5 porównano przebiegi τ_Z , x_Z oraz pochłanianych energii w funkcji energii dysponowanej $E_{we} = M\,g\,H$.



Rys. 9.4. Przykładowy doświadczalny przebieg w czasie parametrów mechanicznego pobudzania spłonki dla dużej dysponowanej energii pobudzenia; P_2 i dF_2 – jak na rys. 9.3

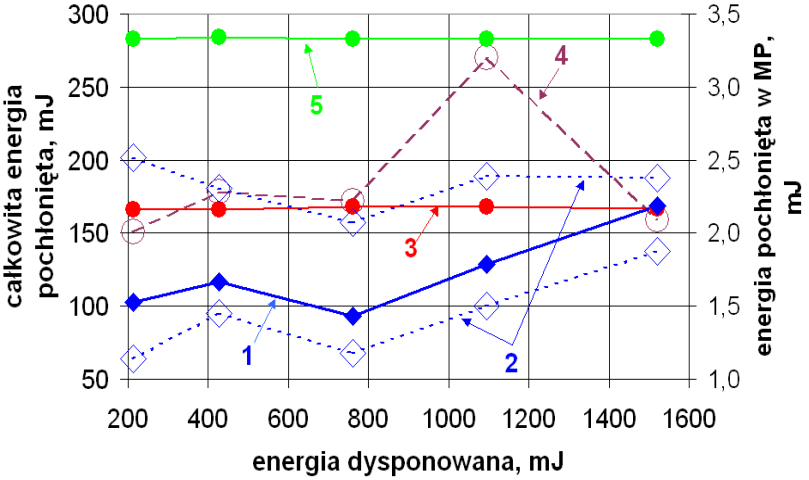


a) b)

Rys. 9.5. Zmiana zwłoki czasowej (a) i zagłębienia iglicy do chwili zapłonu (b) w funkcji energii dysponowanej; 1 – zmierzone wartości średnie, 2 – górne i dolne odchyłki w seriach („+816”– odchyłka opóźnienia w punkcie E_{we} = 213 mJ), 3 – wartości obliczone za pomocą równań (9.8) w wariancie *„P”* oraz 4 – w wariancie *„Q”*

9.3. Podsumowanie

Wyznaczone dla modelu numerycznego przebiegi czasowe przemieszczeń, prędkości, sił, mocy i energii (rys. 9.3) są zgodne jakościowo i co do rzędu wielkości z przebiegami doświadczalnymi (rys. 9.4).



Rys. 9.6. Energia pochłaniana przez spłonkę w funkcji energii dysponowanej E_{we}; 1 – doświadczalne wartości średnie E^a_{abs}, 2 – górne i dolne odchyłki E^a_{abs} w seriach; wielkości obliczone za pomocą równań (9.1) w wariancie „P": 3 – E_{abs} dla miejsca x_5; 4 – E^a_{abs} dla miejsca x_2 (rys. 9.1b); 5 – E_{MP}

Otrzymane za pomocą prezentowanego modelu przy **stałej grubości** warstwy grzanej w_G przebiegi zwłoki czasowej (rys. 9.5a) i zagłębienia iglicy (rys. 9.5b) oraz pochłanianej energii do chwili zapłonu w funkcji energii dysponowanej ($M\,g\,H$) (rys. 9.6) zgadzają się dobrze w granicach błędu pomiaru z przebiegami uzyskanymi doświadczalnie. Interesujące jest, że w_G, dla którego ta zgodność zachodzi, odpowiada rozmiarowi pierwotnych kryształków MP – być może na powierzchniach poślizgu tworzy się turbulentna warstwa kryształków, w obrębie której odbywa się intensywna konwekcyjna wymiana ciepła, zwłaszcza, że istotnie odbiegają od danych doświadczalnych odpowiednie krzywe obliczone przy pozornie bardziej naturalnym założeniu – odpowiadającej procesowi dyfuzji ciepła – rosnącej w czasie grubości warstwy grzanej.

Tak zweryfikowany model wyjaśnia, że rozbieżności E^a_{abs} i E_{abs} wywołane są położeniem punktu τ_Z względem faz drgań podłużnych układu uderzak–iglica i są niewielkie (-9% ÷ +7% – krzywe 3 i 4 na rys. 9.6) dla energii dysponowanej zbliżonej do średniej energii pobudzenia, zaś mogą stawać się znaczne (+61%) dla niektórych wartości znacznie od niej większych.

Obliczone wartości energii pochłoniętej $E_{MP} \approx 3{,}3$ mJ do chwili zadziałania zbliżone są do wyznaczonych dla spłonek elektrycznych [1].

Literatura

1. Faryński A., Loroch L., Ziółkowski Z., Karpiński L.: *Charakterystyki energetyczne pobudzania spłonek elektrycznych i ich wpływ na odporność lotniczych środków bojowych na narażenia piorunowe*. IV Międzynarodowa Konferencja Naukowo-Techniczna „Rozwój i Modernizacja Środków Bojowych", Skarżysko-Kamienna, 20-21.09.2001.
2. Knoepfel H.: *Sverkhsilnyje impulsnyje magnitnyje polja*, Moskwa 1972 (tłum. z ang. *Pulsed High Magnetic Fields*, Amsterdam–London 1970).
3. *Poradnik mechanika-warsztatowca*. Praca zbiorowa, WNT, Warszawa 1981.
4. *Tablice Fizyczno-Astronomiczne*, red. W. Mizerski, Adamantan, Warszawa 2002.

10

Wyznaczanie mocy krytycznej pobudzania spłonki uderzeniowej

Wiesław BULER, Andrzej FARYŃSKI, Andrzej DŁUGOŁĘCKI, Jarosław DĘBIŃSKI, Łukasz SŁONKIEWICZ

10.1. Wprowadzenie

W rozdziale omówiono wpływ prędkości uderzenia iglicy oraz jej energii na działanie spłonek inicjowanych przez uderzenie iglicą oraz ich opóźnienie działania.

Energia E_{we} może być dostarczana przez iglicę do pobudzanej spłonki uderzeniowej z różną prędkością, czyli mocą P. Przy założeniu quasi-statyczności wgniatania iglicy w dno spłonki oznacza to różną początkową prędkość iglicy v_{igl}. Część E_{we} (energia E_{MP}) bezpośrednio doprowadzana do masy pirotechnicznej (MP), wydziela się na quasi-stożkowej powierzchni ścinania MP (PSMP) (rys. 10.1), skąd odprowadzana jest poprzez dyfuzję ciepła w obie strony do MP i kumuluje się w ognisku („hot spot" – HS – warstwa przy PSMP o grubości ~10 μm), będącym fragmentem stożka opartego o nieruchome kowadełko spłonki [1]. Część, $E_{MP}/2$, unoszona jest przez otoczenie (ruchoma część MP), przemieszczające się względem ogniska z prędkością v_T, nie biorąc udziału w grzaniu masy pirotechnicznej ogniska HS do temperatury zapłonu. Reszta E_{MP} dostarczana do HS odprowadzana jest poprzez dyfuzję ciepła po drugiej stronie warstwy HS do wnętrza stożka „nieruchomego". Gdy $E_{we} = const$, im mniejsze P, tym większa część E_{MP} jest rozpraszana. Powoduje to, że przy pewnej mocy krytycznej P_{kryt} lub prędkości $v_{igl(\text{kryt})}$ temperatura HS nie może wzrastać, a więc pobudzenie przestaje być możliwe.

Wyznaczenia $v_{igl(\text{kryt})}$ i P_{kryt} dokonano na przykładzie spłonki nazywanej dalej KWM-3, używanej m.in. do pobudzania pironabojów (np. PK-16M) w lotniczych fotelach wyrzucanych, identycznej z polską spłonką o tej nazwie.

10.2. Szacowanie prędkości krytycznej iglicy

Rozpatrzmy (rys. 10.1) grzanie elementu ogniska HS w konfiguracji z iglicą o zakończeniu kulistym [1]. Moduł strumienia ciepła (moc odprowadzana na jednostkę powierzchni do wnętrza stożka „nieruchomego") wynosi:

$$\Phi_{-} = \lambda \left| \frac{dT}{dx} \right| \tag{10.1}$$

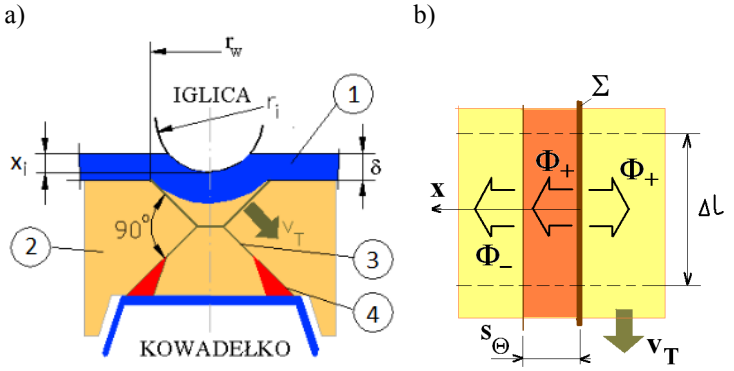
gdzie: λ = 0,25 W/m/K – współczynnik przewodnictwa ciepła MP (ta i dalsze wartości – gęstość i ciepło właściwe MP: ρ = 2300 kgm^{-3}, c_p = 950 J/kg/K za [1]),

$T(x,t) = T_{env} + T(x,t)$ – temperatura,

$\Delta T(x,t)$ – przyrost temperatury HS,

T_{env} = const – temperatura otoczenia,

t – czas.



Rys. 10.1. Schemat zgniatania masy pirotechnicznej przez iglicę (a): 1 – dno spłonki, 2 – kształtka MP, 3 – stożkowe powierzchnie ścinania MP, 4 – HS; schemat grzania wycinka ogniska – 4 na rys. a (b): Σ – powierzchnia ścinania MP i wydzielania ciepła, S_Θ – warstwa grzana (naskórek termiczny)

Rozkład $T(x,t)$ (lub $\Delta T(x,t)$) szacujemy następująco.

Dyfuzję ciepła z PSMP (na rys. 10.1 - Σ, $\Delta\ell$ << wymiarów) do nieruchomej części kształtki pirotechnicznej o początkowej temperaturze T_{env} w kierunku określonym przez oś x prostopadłą do PSMP traktujemy jednowymiarowo. W warunkach brzegowych:

$$\Delta T(\infty,t) = \partial \Delta T/\partial x(\infty,t) = 0 \tag{10.2}$$

oraz założonej mocy grzania na PSMP:

$$P(t) = -\lambda\, \partial \Delta T/\partial x(0,t) = P0 = const, \tag{10.3}$$

rozwiązanie równania przewodnictwa cieplnego:

$$\partial 2\Delta T/\partial x2 - (\rho\, cp / \lambda)\, \partial \Delta T/\partial t = 0,\ x > 0 \tag{10.4}$$

zastosowaniem cosinus – transformaty Fouriera [3] ma postać:

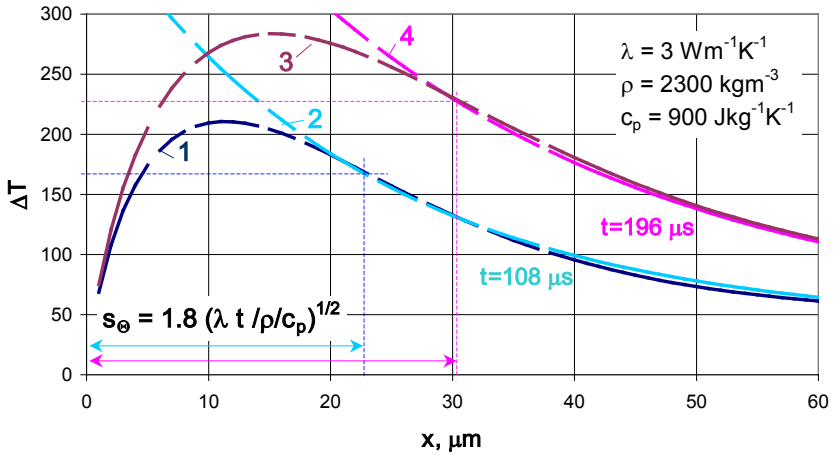
$$\Delta T(x,t) = (2\,P0\,x / (\pi\,\lambda))\;0\int\infty\,[1 - exp\,(-\,(\zeta/\xi T)2)]\;cos\zeta/\;\zeta 2\;d\zeta \qquad (10.5)$$

gdzie $\xi_T = x / (\lambda / (\rho\, c_p)\, t)^{1/2}$.

Przykładowe przestrzenne profile temperatury policzone numerycznie wg powyższych wzorów dla dwu chwil czasowych pokazano na rys. 10.2 (krzywe 1, 3). Widać, że odpowiadają one warstwie (HS) o grubości $s_\Theta = 1{,}8\,(\lambda\, t\,/\rho/c_p)^{1/2}$, w której to warstwie temperaturę można z grubsza uznać za stałą: $\Delta T = \Delta T_o$, i obszarowi poza warstwą $x \geq s_\Theta$, w którym temperaturę z dobrym przybliżeniem można aproksymować funkcją $\Delta T = \Delta T_o \exp(-\,x/s_\Theta)$ (krzywe 2, 4).

Daje to gradient na wewnętrznej (od strony reszty „nieruchomego" stożka) powierzchni warstwy MPO:

$$dT/dx\;(x=0) = -\,\Delta To\,/\,S\Theta \qquad (10.6)$$



Rys. 10.2. Aproksymacja przykładowego rozwiązania równania dyfuzji ciepła z zadaną mocą $P_0 = 10^8$ Wm^{-2} na brzegu dla dwu wybranych chwil czasowych; 1, 2 – krzywe rozwiązania; 3, 4 – krzywe aproksymujące postaci A exp(-x / s_Θ)

Z drugiej strony, strumień ciepła (moc na jednostkę powierzchni) doprowadzany do warstwy MPO na skutek ścinania z prędkością $v_T = 2^{-1/2}\,dr_w/dt$ kształtki pirotechnicznej o wytrzymałości na ścinanie R_{MP} (14 MPa [1]) – wynosi:

$$\Phi+ = (RMP/\,23/2)\;drw/dt \qquad (10.7)$$

gdzie: $r_w = (r_i^2 - (r_i - x_i)^2)^{1/2}$ jest promieniem kulistego wgniecenia dna spłonki iglicą o promieniu zakończenia r_i, x_i – przemieszczeniem iglicy przy wgniataniu,

skąd $dr_w/dt = (r_i\text{-}x_i)v/r_w$, gdzie $v = dx_i/dt$ jest bieżącą wartością prędkości iglicy, $v(0) = v_{igl}$. Zakładamy, że v zmienia się niewiele w trakcie jej wgniatania w dno i można przyjąć $v \approx v_{igl}$, $x_i \approx v_{igl}\, t$. To założenie oznacza intensywniejsze niż w rzeczywistości wydzielanie energii, a więc zaniżenie $v_{igl(kryt)}$.

W przypadku krytycznym (zaniku grzania) $\Phi_- = \Phi_+$, czyli:

$$\Phi+ = (RMP/\,23/2)\; drw/dt \tag{10.8}$$

$$\lambda\, \Delta T_o / S\Theta = (RMP/\,2^{3/2})\; (r_i\text{-}x_i)\; v_{igl(kryt)} / r_w \tag{10.9}$$

zatem:

$$v_{igl(kryt)} = \lambda\, \Delta T_o\, (r_i^2 - (r_i\text{-}x_i)^2)^{1/2} / (\lambda\, t\, /\rho/c_p)^{1/2} / (R_{MP}/\,2^{3/2}) / (r_i\text{-}x_i) \tag{10.10}$$

lub:

$$v_{igl(kryt)}{}^2 = (8\, \lambda\, \rho\, c_p\;\, \Delta T_o{}^2 / R_{MP}{}^2)\; (r_i{}^2 - (r_i\text{-}\, v_{igl(kryt)}\, t)^2) / t\;\, / (r_i\text{-}\, v_{igl(kryt)}\, t)^2 \tag{10.11}$$

Dalszą minimalizację wartości $v_{igl(\mathrm{kryt})}$ (w celu oszacowania od dołu) osiągnięto, zauważając, że wyrażenie $(r_i{}^2\text{–}(r_i\text{–}v_{igl(\mathrm{kryt})}\, t)^2)/t\, /\, (r_i\, \text{–}v_{igl(\mathrm{kryt})}\, t)^2$ jest funkcją monotonicznie rosnącą, zarówno ze względu na $v_{igl(\mathrm{kryt})}$, jak i t , wobec czego:

$$lim\; (1 - (1\text{-}\, v_{igl(kryt)}\, t / r_i)^2) / t\;\, / (1\text{-}\, v_{igl(kryt)}\, t / r_i)^2 = 2\, v_{igl(kryt)} / r_i \qquad t \to 0 \tag{10.12}$$

Wówczas:

$$v_{igl(kryt)} = 4{,}94\; \lambda\, \rho\, c_p\;\, \Delta T_o{}^2 / (R_{MP}{}^2\, r_i) \tag{10.13}$$

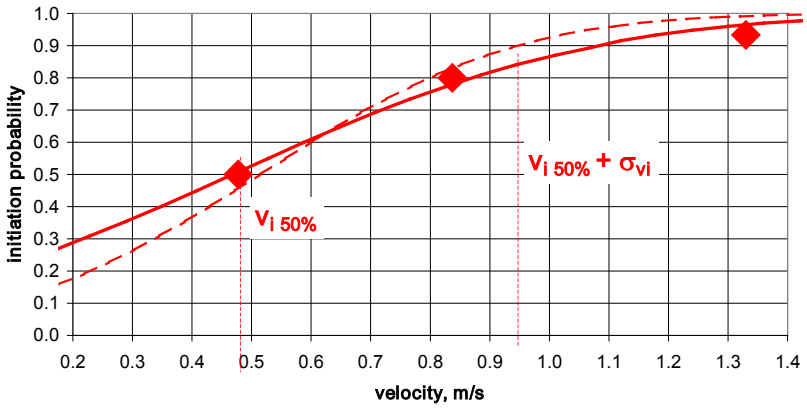
Progowa prędkość powinna odpowiadać nagrzaniu do temperatury bliskiej temperaturze wybuchowego rozkładu $Hg(CNO)_2$ (główny składnik MP), której najniższa podawana wartość [1] wynosi 165°C. Przyjmując $T_{env} = 15$°C, $\Delta T_o = 165$°C - $T_{env} = 150$°C, $r_i = 1{,}25$ mm i pozostałe wartości jak wyżej, otrzymano dla KWM-3 $v_{igl(kryt)} \approx 0{,}25$ m/s.

10.3. Eksperymentalne wyznaczanie prędkości krytycznej iglicy

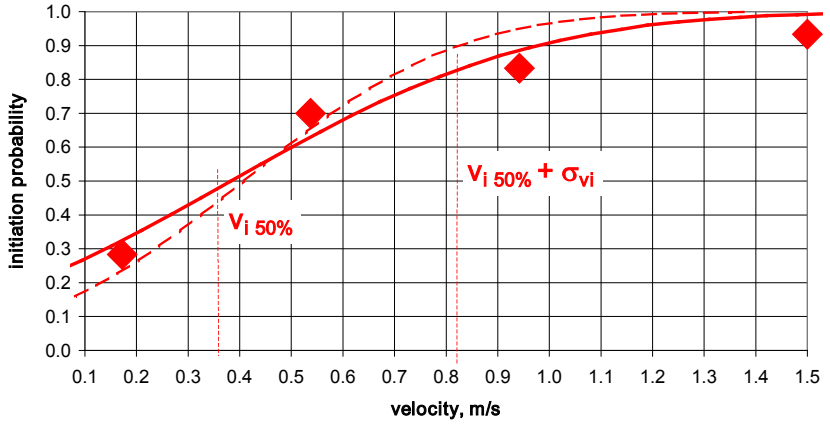
Próby doświadczalnego wyznaczania $v_{igl(kryt)}$ prowadzono na spadkownicy opisanej w [2] z dwiema partiami spłonek, oznaczonymi umownie jako „A" i „B". Na iglicę o masie 12,25 g zrzucano uderzaki o różnych masach m_U. Z konieczności v_{igl} zmieniano w granicach technicznie możliwych. Energię pobudzenia E_{we} ustalano w ten sposób, by przy najmniejszej z mas uzyskać prawdopodobieństwo zadziałania $p(v_{igl}) > 0{,}9$.

Partię „A" badano dla $m_U = 307$ g, 774 g i 2376 g, co przy energii dysponowanej $E_{we} = m_U\, v_{igl}^2 / 2 = 272 \pm 2\ mJ = const$ zapewniało początkowe prędkości odpowiednio $v_{igl} = 1{,}33$; 0,84; 0,48 m/s. Dla każdej prędkości przeznaczono do pobudzenia grupę 30 spłonek.

Wynik badań przedstawiono na rys. 10.3, na którym rombami zaznaczono wyznaczone doświadczalnie $p(v_{igl})$. Linia ciągła na tym rysunku jest dystrybuantą rozkładu normalnego, aproksymującą zbiór punktów doświadczalnych w sposób opisany w [2] (tę postać rozkładu wybrano z braku przesłanek do wyboru innej jego postaci). Linia przerywana jest takąż dystrybuantą, aproksymującą ten sam zbiór z dołączonym fizycznie zrozumiałym punktem (0,0). Dystrybuantę „trzypunktową" równolegle aproksymowano rozkładami: wykładniczym i równomiernym [2], by oszacować błąd spowodowany założeniem postaci rozkładu. Wyznaczona w ten sposób wartość prędkości v_{igl}, dla której $p(v_{igl})$ spadało niemal dwukrotnie (do 0,5), wynosiła $v_{i\,50\%} = 0{,}39 \div 0{,}51$ m/s przy odchyleniu standardowym $\sigma_{vi} = 0{,}34 \div 0{,}58$ m/s.



Rys. 10.3. Dystrybuanta rozkładu prawdopodobieństwa zadziałania w funkcji prędkości iglicy dla $E_{we} = 271$ mJ = const spłonek KWM-3 partii „A"; zaznaczone wartości $v_{i\ 50\%}$ i $v_{i\,50\%} + \sigma_{vi}$ dotyczą „trzypunktowego" rozkładu normalnego



Rys. 10.4. Dystrybuanta rozkładu prawdopodobieństwa zadziałania w funkcji prędkości iglicy dla E_{we} = 343mJ = const spłonek KWM-3 partii „B"; zaznaczone wartości $v_{i\,50\%}$ i $v_{i\,50\%} + \sigma_{vi}$ dotyczą „czteropunktowego" rozkładu normalnego

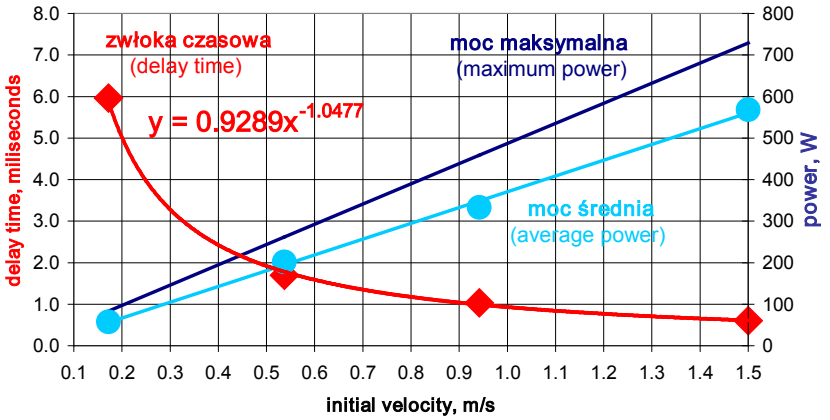
Partię „B" badano podobnie, dla m_U =307 g, 774 g, 2376 g i 2330 g, co przy E_{we} = 343±2 mJ = const zapewniało odpowiednio v_{igl} = 1,50; 0,94; 0,54; 0,17 m/s.

Grupy spłonek, pobudzane w tych prędkościach, liczyły odpowiednio 30, 30, 40 i 60 sztuk. Szacowany błąd utrzymania założonej wartości energii wynosił od 1,9 % dla 1,50 m/s oraz do 15% dla 0,17 m/s.

Wynik badań przedstawiono na rys. 10.4 w sposób taki sam, jak na rys. 10.3, tyle że aproksymacje opierano na zbiorze czterech punktów doświadczalnych oraz zbiorze tych samych punktów z dołączonym punktem (0,0). W tym wypadku odpowiednio $v_{i\,50\%}$ = 0,34÷0,41 m/s przy odchyleniu standardowym σ_{vi} = 0,33÷0,63 m/s.

10.4. Wyznaczanie mocy krytycznej

Równolegle z badaniem prędkości progowej iglicy wyznaczano średnie dla danej prędkości wartości zwłoki czasowej Δt zadziałania spłonki. Przedstawiono je na rys. 10.5. Widać, że niemal dokładnie $\Delta t \sim 1 / v_{igl}$, co jeszcze raz (patrz [1]) świadczy o tym, że inicjowanie spłonki następuje po zagłębieniu iglicy na stałą głębokość (≈1 mm), czyli po wydzieleniu w spłonce stałej (w sensie średniej na zbiorze) energii.



Rys. 10.5. Zwłoka czasowa do chwili zadziałania i moc odkształcania metalu w funkcji początkowej prędkości iglicy dla E_{we} = 343mJ = const spłonek KWM-3 partii „B"

Aby znaleźć przybliżony przebieg mocy odkształcania metalu spłonki (bo na to zużywana jest główna część energii iglicy E_{we}) w trakcie zagłębiania iglicy, przeprowadzono numeryczne całkowanie równania jej ruchu:

$$d^2x_i/dt^2 = -F_T / m_U, \tag{10.14}$$

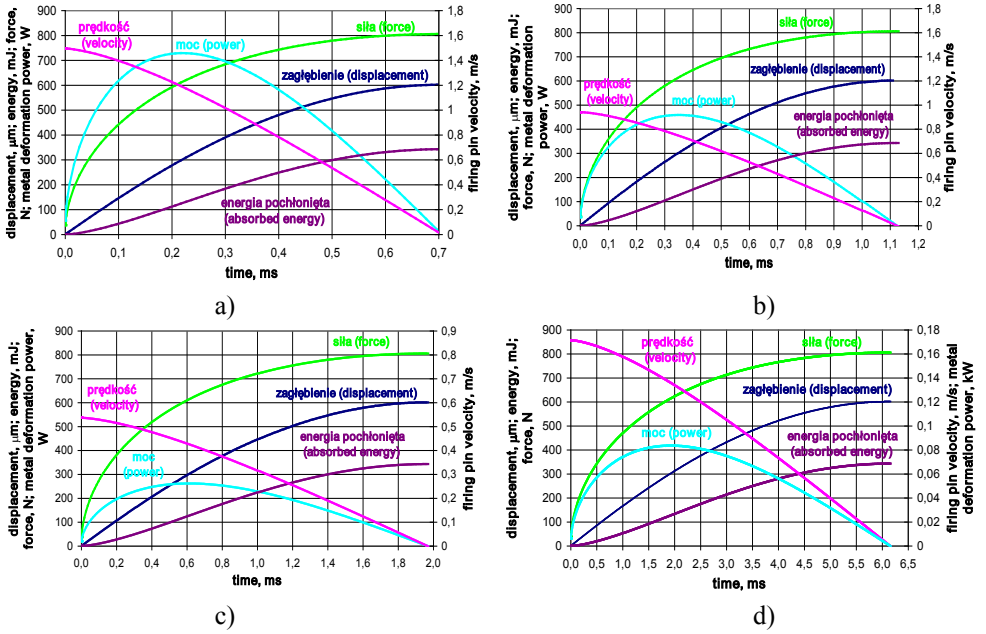
$$F_T(x_i) \approx 2\pi\, \delta\, R_T\, (r_I^2 - (r_I - x_i)^2)^{1/2} \tag{10.15}$$

gdzie: R_T = 300 MPa – granica plastyczności metalu,
δ = 0,4 mm – grubość dna spłonki,
$dx_i/dt(t = 0)$,
masy uderzaka m_U – jak dla badanych spłonek partii „B".

Ze względu na małe prędkości zagłębiania zagadnienie potraktowano quasi-statycznie. Wyniki obliczeń pokazano na rys. 10.6.

Na rysunku tym prędkość $v = dx_i/dt$, $v(0) = v_{igl}$, zagłębienie to x_i, moc chwilowa $P(t) = F_T\, v$, energia pochłonięta to $\int F_T(t)\, v(t)\, dt$.

Zauważmy, że obliczeniowy czas trwania wgniatania iglicy (do chwili zatrzymania) niewiele przekracza średnie wartości Δt (rys. 10.5), otrzymane doświadczalnie. W związku z tym usprawiedliwione jest oszacowanie średniej mocy wgniatania jako $P_{avg} \approx E_{we} / \Delta t$, E_{we} = 343 mJ. Uzyskane w ten sposób wartości zostały oznaczone na rys. 10.5 kółkami. Moce maksymalne, odczytane z rys. 10.6, we wszystkich przypadkach osiągane były w ok. 0,35 Δt. Pokazane zostały w funkcji prędkości początkowej iglicy na rys. 10.5.



Rys. 10.6. Parametry quasi-statycznego wgniatania iglicy w dno spłonki KWM-3, masa uderzaka: a) 307 g, b) 774 g, c) 2376 g, d) 2330 g

10.5. Podsumowanie

Oszacowano prędkość iglicy $v_{igl(\text{kryt})} = 0{,}25$ m/s, poniżej której uderzana ze stałą energią spłonka badanego typu nie powinna być pobudzana.

W trakcie badań przy malejącej prędkości v_{igl} i stałej energii uderzaka malało prawdopodobieństwo pobudzenia spłonki $p(v_{igl})$. Wartość v_{igl}, dla której $p(v_{igl})$ spadało do 0,5, wynosiła $v_{i\,50\%} \approx 0{,}34 \div 0{,}51$ m/s, czyli zauważalnie więcej niż obliczona $v_{igl(\text{kryt})}$.

Przyjmując powyższe $v_{i\,50\%}$, można z rys. 10.5 odczytać wartości mocy odpowiadające tym prędkościom. I tak, moc średnia wgniatania dna spłonki wyniosła $P_{avg\,50\%} = 150 \div 180$ W, moc maksymalna $P_{\max\,50\%} = 180 \div 250$ W.

Ograniczenia techniczne nie pozwoliły na stwierdzenie istnienia ostrego progu spadku zadziałań, odpowiadającego wartości doświadczalnej $v_{igl(\text{kryt})}$, mimo badania partii „B" dla $v_{igl} < v_{igl(\text{kryt})}$ (obliczonej). Rozmycie tego progu względem oszacowanej $v_{igl(\text{kryt})}$ może być wynikiem statystycznego rozrzutu mechanicznych i chemicznych parametrów produkcyjnych (niejednorodność składu chemicznego MP w małych objętościach może sprawiać, że mikrokryształ $Hg(CNO)_2$ może w danej temperaturze rozkładać się wybuchowo lub nie – zależnie od sąsiednich kryształów domieszek.

Z tego względu roboczo można uznać wyznaczone $v_{i\,50\%}$ i $P_{avg\,50\%}$ (lub $P_{\max\,50\%}$) za wartości krytyczne.

Literatura

1. Dębiński J., Długołęcki A., Faryński A.: *Model numeryczny uderzeniowego pobudzenia spłonki w urządzeniu testowym ITWL*. Problemy Mechatroniki, Vol.4, Nr 4(14), 2013.
2. Dębiński J., Długołęcki A., Faryński A., Olejniczak E., Żyluk A.: *Pomiary parametrów spłonek uderzeniowych*. Problemy Mechatroniki, Vol.4, Nr 2(12), 2013.
3. Ditkin W.A., Prudnikow A.P.: *Przekształcenia całkowe i rachunek operatorowy*. PWN, Warszawa 1964.

11

Szacowanie energii wyjściowej spłonki uderzeniowej KWK (KWM-3)

Andrzej FARYŃSKI, Andrzej DŁUGOŁĘCKI, Jarosław DĘBIŃSKI, Wiesław MILEWSKI, Łukasz SŁONKIEWICZ

11.1. Wprowadzenie

Przez energię wyjściową E_{wy} będziemy rozumieć użyteczną część energii, wytwarzanej przez mieszaninę pirotechniczną (MP) spłonki, wykorzystywaną do zapłonu dalszego ciągu łańcucha ogniowego naboju (podsypki prochowej, lasek paliwa).

Energia chemiczna MP, stanowiącej zaprasowaną kształtkę o masie 50÷53 mg i objętości $V_{MP} \approx 0{,}03$ cm^3 mieszaniny 35% $Hg(CNO)_2$, 25% Sb_2S_3 i 40% $KClO_3$ (dane MESKO), zamienia się w trakcie reakcji o przybliżonym przebiegu

$$7Hg(CNO)_2 + 4Sb_2S_3 + 17KClO_3 \rightarrow$$

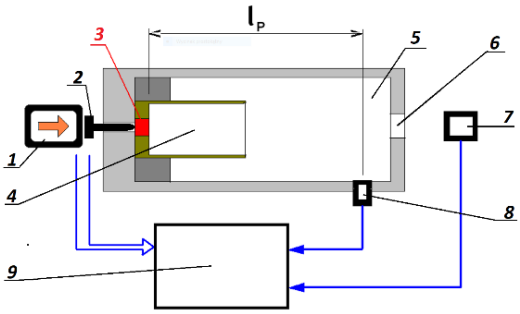
$$\rightarrow 7HgO + 4Sb_2O_3 + 17KCl + 9NO + 5NO_2 + 12SO_2 + 7CO + 7CO_2$$

w energię cieplną jej produktów, które stanowi mieszanina gazów i molekuł ciał potencjalnie stałych (HgO, KCl, Sb_2O_3: stechiometrycznie – ok. 70% wagowych MP). Przy „normalnej" pracy spłonki reakcja ta ma charakter detonacyjny (patrz dalej); w przypadku czystego $Hg(CNO)_2$ o energii i temperaturze reakcji odpowiednio 1,72 MJ/kg i $T_D = 4600$ K, prędkość detonacji wynosi 4800 m/s [4]. Można przyjąć, że prędkość detonacji mieszaniny jest niższa, wobec czego przy promieniu kształtki MP ~2 mm czas jej całkowitego przereagowania wynosi ~1 μs. Po detonacyjne produkty reakcji podczas „normalnej" pracy całego naboju rozszerzają się w czasie 5÷10 μs do objętości $V_N = 0{,}5 \div 1$ cm^3, ochładzając przy tym adiabatycznie (zakładając, że w tej fazie wykładnik adiabaty wynosi $\kappa = 2{,}5 \div 3$ [8]) do 1000÷1300°C, po czym utrzymywane są w tych warunkach wystarczająco długo (milisekundy), by podpalić podsypkę prochową pomimo towarzyszących temu strat energii na grzanie ścianek komory.

11.2. Układ eksperymentalny

Aparatura (rys. 11.1) używana w ITWL do badania spłonek [2] pozwoliła dotychczas na wyznaczanie energii wejściowej dysponowanej E_{we} (potrzebnej do zadziałania spłonki

z założonym prawdopodobieństwem), energii pochłoniętej przez spłonkę E_{abs}, a nawet – pośrednio – na określenie energii netto E_{MP} zużywanej wyłącznie na pobudzenie materiału pirotechnicznego spłonki [3].



Rys. 11.1. Schemat układu pomiarowego: 1 – uderzak; 2 – iglica; 3 – spłonka; 4 – łuska pironaboju; 5 – komora wybuchowa; 6 – otwór wylotowy gazów (okienko fotodiody); 7 – fotodioda; 9 – piezoelektryczny czujnik ciśnienia; 9 – oscyloskop

Pozbawione ładunków miotających łuski pironabojów (4), w których zaelaborowane były badane spłonki (4), umieszczano w cylindrycznej komorze wybuchowej (5) o objętości $V \approx 280$ cm^3. Znajdujący się na osi cylindra otwór (6) o powierzchni $S_{outl} = 1{,}77$ cm^2 umożliwiał wyprowadzenie na fotodiodę impulsu świetlnego towarzyszącego reakcjom chemicznym w MP spłonki oraz ujście gazów powybuchowych. Odległość spłonka – otwór wynosiła $l_{orf} \approx 0{,}24$ m. W ściance komory w pobliżu otworu w odległości $l_p \approx 0{,}2$ m od spłonki umieszczono piezoelektryczny czujnik ciśnienia (8). Przed odpaleniem spłonki w komorze panowało ciśnienie atmosferyczne $p_{zewn} \approx 1$ bar (0,1 MPa). Działanie spłonki inicjowano, uderzając masą uderzaka m_U (1) o energii E_{we} (z wysokości H) w iglicę (2) opartą na dnie spłonki, uzyskującą w wyniku uderzenia prędkość v_{igl}. W momencie zetknięcia masy i iglicy czujnik zwarciowy wyzwalał podstawę czasu oscyloskopu cyfrowego, za pomocą którego rejestrowano przebiegi czasowe impulsów: świetlnego i nadciśnienia $\Delta p(t) = p(t) - p_{zewn}$.

W układzie z rys. 11.1 produkty powybuchowe ekspandowały w geometrii bardziej skomplikowanej niż „normalna", wypierając powietrze z łuski, a potem komory wybuchowej przez otwór wylotowy. Można przyjąć, że wewnątrz komory przeważał jednowymiarowy przepływ gazu, na który nakładały się wiry, wprowadzane u źródła przez wsporniki kowadełka spłonki i generowane dalej przez tarcie o ścianki oraz odbicia od ścianek. Dodatkowo molekuły HgO, KCl, Sb_2O_3 i podobne, które zderzały się ze ściankami łuski i komory, kondensowały się na nich, tworząc osad stały, co zmniejszało masę ekspandujących dalej gazów.

Energia reakcji MP zużywana była więc finalnie na grzanie ścianek komory i łuski oraz zamieniana na energię kinetyczną E_{outl} i wewnętrzną gazów opuszczających komorę.

Jedynie E_{outl} można było obliczyć w oparciu o zarejestrowane przebiegi $\Delta p(t)$ w warunkach prowadzonych badań. Wartość $E_{outl} < E_{wy}$ można potraktować jako oszacowanie E_{wy} od dołu, pamiętając, że E_{wy} w reżimie „normalnym" jest większa (np. dzięki kontaktowi ze zdecydowanie mniejszą powierzchnią ścianek) niż w opisywanych badaniach.

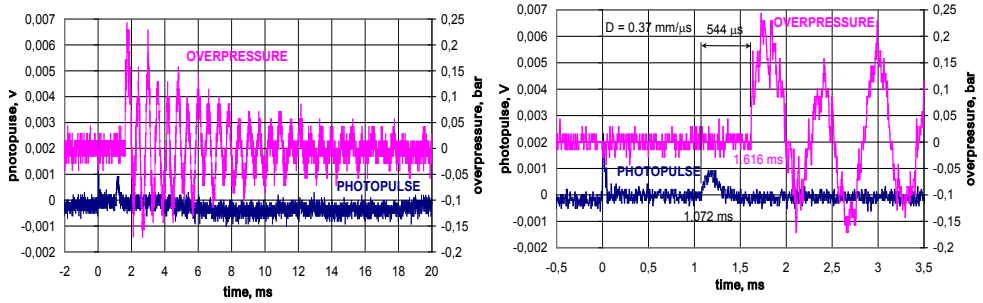
11.3. Warianty zadziałania spłonki i efekty falowe w impulsach ciśnienia

Przez zadziałanie spłonki rozumiemy tu taki wynik jej badania, przy którym nastąpiło spalenie (rozkład chemiczny) jej MP. Na użytek niniejszej pracy wyróżniono trzy warianty zadziałania:

a) spokojne „spalenie" MP bez efektów świetlnych mierzalnych stosowanymi metodami, z ledwie zauważalnym efektem akustycznym (nadciśnienie max. $\Delta p < 0{,}025$ bar – sygnał ginął w szumach);
b) słaby wybuch bez przejścia w detonację (deflagracja), rys. 11.2 – $\Delta p \sim 0{,}1$ bar;
c) działanie typowe – detonacyjne – z wytworzeniem fali uderzeniowej o nadciśnieniu max. $\Delta p \sim 2$ bar (rys. 11.3÷11.6); zwłoka τ_Z wytworzenia fali detonacyjnej (zadziałania spłonki) zmieniała się od ok. 0,5 ms w warunkach pobudzenia, zapewniających prawdopodobieństwo zadziałania $\geq 0{,}95$, do ~ 0,1 s (maksymalnie zarejestrowano ok. 50 ms – rys. 11.6), przy czym kształt impulsu ciśnienia nie ulegał zmianie; przy dużych opóźnieniach jedynie spadała amplituda impulsu, co było prawdopodobnie spowodowane tym, że zauważalna część MP spaliła się spokojnie przed przejściem w detonację.

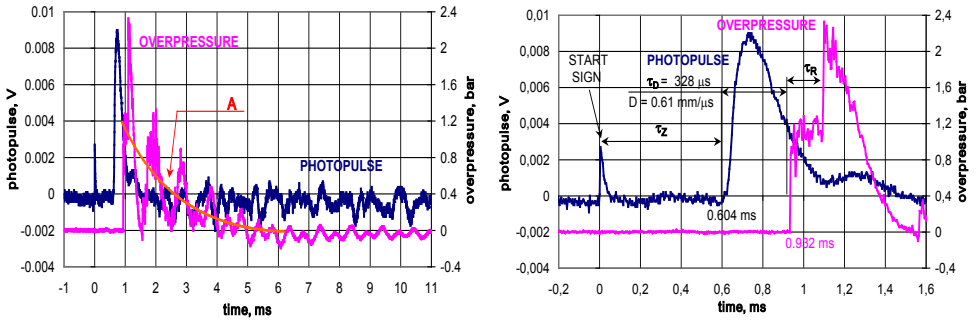
Rejestrowano również przypadki pośrednie między b i c – początkowy słaby, zanikający wybuch po kilku-, kilkudziesięciu milisekundach przechodził w detonację (rys. 11.5).

Wydzielenie E_{wy} w odpowiedniej ilości powinno odbywać się z odpowiednią mocą (prędkością), jak w przypadku c. Zbyt mała moc (powolne spalenie MP) spowoduje, że straty cieplne (odprowadzanie ciepła do metalu łuski) nie pozwolą na uzyskanie i utrzymanie temperatury zapłonu podsypki pironaboju.



a) b)

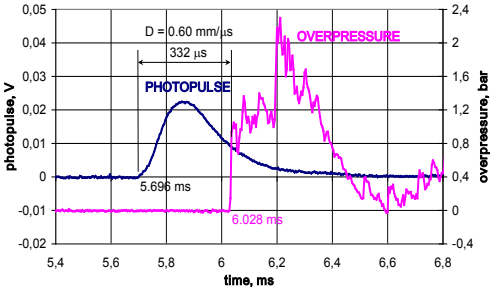
Rys. 11.2. Przykładowe przebiegi impulsów: świetlnego i nadciśnienia przy deflagracyjnym spalaniu spłonki, $v_{igl} = 0{,}94$ m/s, $m_U = 774$ g; rys. b jest wycinkiem rys. a



a) b)

Rys. 11.3. Przykładowe przebiegi impulsów: świetlnego i nadciśnienia, v_{igl} = 0,94 m/s, m_U = 774 g; rys. b jest wycinkiem rys. a; pokazano charakterystyczne cechy przebiegów

Przedstawione na rys. 11.2÷11.6 przebiegi uzyskano, stosując stałą $E_{we} \approx 273$ mJ przy różnych mocach jej dostarczania (wartościach v_{igl} i m_U), od których, jak pokazują rysunki, praktycznie nie zależały kształt i parametry nadciśnienia $\Delta p(t)$ wytworzonej fali uderzeniowej. Fala generowana po czasie τ_Z (rys. 11.3b) od początku inicjacji, dochodząc do czujnika ciśnienia po czasie τ_D od początku impulsu świetlnego, mijała go ze stałą w przybliżeniu amplitudą $\Delta p \approx 1{,}1$ bar i po czasie τ_R, po odbiciu od dna, w którym znajdował się otwór wylotowy, wracała z amplitudą $\Delta p \sim 2$ bar. Zmierzona średnia prędkość fali uderzeniowej wynosiła $D = l_p / \tau_D = 600 \pm 30$ m/s.

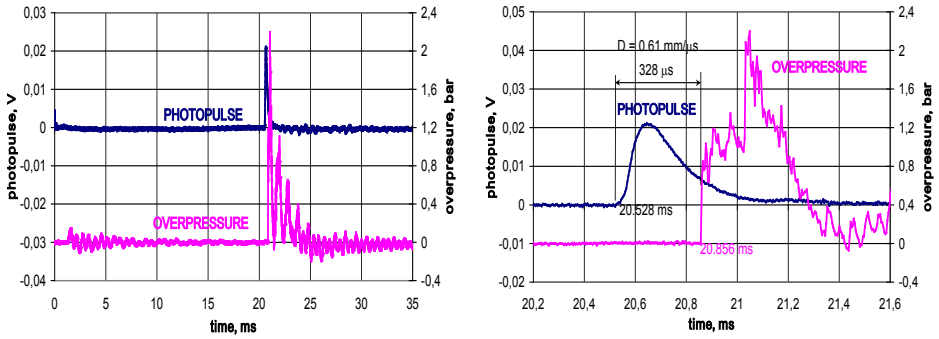


Rys. 11.4. Przykładowe przebiegi impulsów: świetlnego i nadciśnienia, v_{igl} = 0,17 m/s, m_U = 23,3 kg

Jeżeli prędkość dźwięku w powietrzu w temperaturze T_0 = 290 K wynosi $c = 20{,}1\ T_0^{1/2}$ = 342 m/s, to prędkość masowa powietrza za falą $u \approx D - c$ = 258 m/s, skąd ciśnienie na froncie fali przed odbiciem $p_0 \approx \rho_0 D u$ = 1,90 bar (ρ_0 =1,23 kg/m^3 – gęstość powietrza), co zadowalająco zgadza się ze zmierzonym.

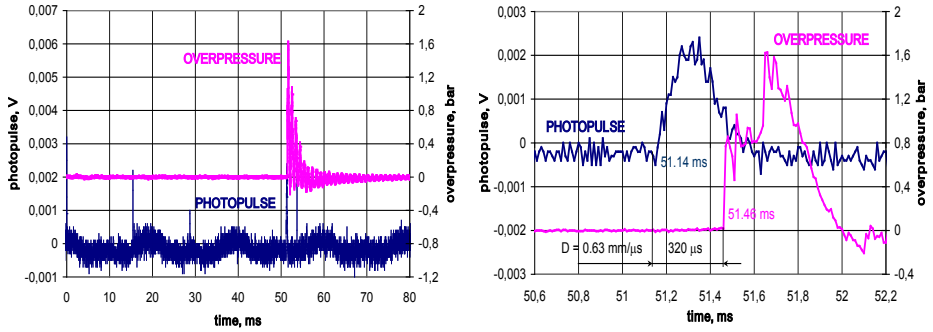
Przebiegi nadciśnienia fal padających i odbitych na rys. 11.3÷11.6 modyfikowane były przez oscylacje objętości pęcherza gazów powybuchowych o okresie ok. 100 µs; ich przybliżony obraz, uzyskany za pomocą prostego modelu numerycznego ([1], wz. 1.4) adiabatycznej ekspansji w powietrzu po natychmiastowej eksplozji w symetrii sferycznej, opartego

na [8] przedstawia rys. 11.7. Masa, objętość i inne parametry wyjściowej kulki MP odpowiadały kształtce w spłonce. Rozprężone gazy generujące falę uderzeniową uzyskiwały temperaturę T_{exp} = 455 K po ok. 0,8 ms.



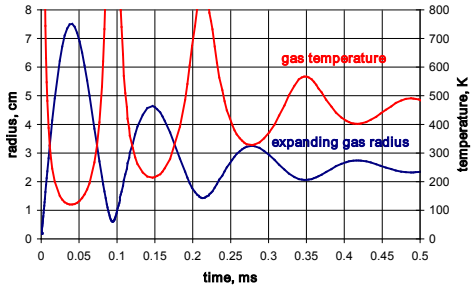
a) b)

Rys. 11.5. Przykładowe przebiegi impulsów: świetlnego i nadciśnienia, v_{igl} = 0,94 m/s, m_U = 774 g; rys. b jest wycinkiem rys. a; detonacja następuje po początkowym okresie deflagracji



a) b)

Rys. 11.6. Przykładowe przebiegi impulsów: świetlnego i nadciśnienia, H = 1,16 cm, v_{igl} = 0,48 m/s, m_U = 2376 g; rys. b jest wycinkiem rys. a



Rys. 11.7. Parametry swobodnej ekspansji produktów natychmiastowej eksplozji kształtki MP w powietrzu

Temperaturę za frontem płaskiej fali uderzeniowej w powietrzu (przybliżenie propagacji w komorze) można obliczyć ze wzorów [6]:

$$T_{sh} = T_0 \, (p_{sh} / p_{zewn}) \, [(1+\kappa) + (\kappa\text{-}1) \, (p_{sh} / p_{zewn})] \, / \, [(\kappa\text{-}1) + (\kappa\text{+}1)(p_{sh} / p_{zewn})] \tag{11.1}$$

gdzie:

$$p_{sh} / p_{zewn} = 2 \, \kappa M^2 / (1 + \kappa) - (\kappa - 1) / (\kappa + 1) = 3{,}45; \tag{11.2}$$

p_{sh} – ciśnienie za falą uderzeniową.

Dla wykładnika politropy $\kappa = 1{,}4$, $T_0 = 290$ K i $D \approx 600$ m/s, $M = D / c \approx 1{,}754$, skąd $p_{sh} / p_{zewn} = 3{,}42$ i $T_{sh} = 434$ K, co niewiele różni się od T_{exp} obliczonego powyżej.

Przedstawione przebiegi $\Delta p(t)$ pokazują, że bez względu na długość τ_Z wartość τ_D pozostaje taka sama z dokładnością do uchybu pomiaru czasu (podstawy czasu oscyloskopu: 4÷20 μs), co dowodzi, że proces inkubacji detonacji odbywał się za każdym razem w obrębie pierwotnej objętości kształtki MP. Gdyby zwłoka czasowa była wynikiem rozkruszenia kształtki MP pod wpływem uderzenia iglicy i powolnej inkubacji detonacji w jej fragmentach, lecących w kierunku fotodiody, odstęp: fotoimpuls – skok nadciśnienia powinien maleć (przy prędkości fragmentów ≈ prędkości iglicy ~ 1 m/s i zwłoce czasowej 50 ms przejście w detonację powinno nastąpić 50 mm bliżej czujnika ciśnienia, co przy stałej D ≈ 600 m/s dałoby $\tau_D \approx 250$ μs, a więc znacznie mniej od obserwowanej wartości). Poza tym przebieg świecenia stawałby się bardziej skomplikowany, niż obserwowany monoimpuls o długości połówkowej ok. 200 μs.

11.4. Energia kinetyczna gazu opuszczającego komorę wybuchową

Oscylacje nadciśnienia na rys. 11.3÷11.6 odpowiadają kolejnym odbiciom fali uderzeniowej od przeciwległych den komory (wzdłuż jej osi) o maksimach malejących w miarę wypływu gazu z komory. Łącząc środki zboczy tych oscylacji, można otrzymać monotonicznie malejącą do zera ($p = p_{zewn}$) krzywą „uśrednionego wypływu bezfalowego", bliską krzywej A (rys. 11.3a). Krzywą tę można uzyskać, wykorzystując model, w którym MP spłonki wybucha natychmiastowo, wypełniając zamkniętą objętość komory wybuchowej V jednorodną mieszaniną produktów reakcji i powietrza o masie początkowej $m_{g0} = 393$ mg i ciśnieniu $p_{g0} = 2{,}1$ bar. W chwili początkowej $t_g = 0$, odpowiadającej momentowi pierwszego odbicia fali uderzeniowej od dna komory ($t_R = \tau_Z + \tau_D + \tau_R/2 = 1{,}01$ ms), rozpoczyna się bezfalowy wypływ gazu z komory przez otwór wylotowy o powierzchni S_{outl} z chwilową prędkością (prawo Bernoulliego):

$$v_{outl}(t_g) = [2 \, (p_g(t_g) - p_{zewn}) / \rho_0]^{1/2} \tag{11.3}$$

Gaz rozpręża się adiabatycznie:

$$p_g(t_g) = p_g(t_g = 0)\ (\rho / \rho_0)^{\kappa} \tag{11.4}$$

$$dm_g/dt_g = -\ \eta\ S_{outl}\ \rho\ v_{outl} \tag{11.5}$$

$$\rho = m_g / V \tag{11.6}$$

$m_{g0} = m_g(t_g=0)$, $\rho_0 = \rho(t_g=0)$, $p_{g0} = p_g(t_g=0)$, η – współczynnik „oporu" (straty energetyczne na tarcie, kształt „dyszy" itp.) otworu wylotowego. Krzywą A z rys. 11.3a otrzymano, całkując ten układ równań numerycznie do chwili osiągnięcia $p_g(t_g) = p_{zewn}$, przy $\eta = 0{,}9$.

Energia kinetyczna gazu wypływającego wyraża się wzorem:

$$E_{outl} = \int 0{,}5\ (v_{outl}(t_g))^2\ dm_g(t_g) \tag{11.7}$$

i w rozpatrywanym przypadku osiąga 7,08 J po ok. $t_g = \tau_W \approx 4{,}5$ ms (τ_W – czas wypływu; $p_g(\tau_W) \approx p_{zewn}$); masa gazu pozostałego w komorze wynosi wówczas $m_{gk} = 226$ mg.

To samo można obliczyć, wykorzystując zarejestrowany w dyskretnych chwilach czasowych przebieg $\Delta p(t)$ z odbiciami fal. Całkowanie równań (11.5)÷(11.7) z $v_{outl}(t) = [2\ \Delta p(t) / \rho_0]^{1/2}$ prowadzono wówczas z krokiem rejestracji w czasie t zamiast t_g, poczynając od $t = t_R$, do tego samego momentu $t = t_R + \tau_W$.

Dla tego samego przebiegu z rys. 11.3a otrzymano $E_{outl} = 6{,}79$ J i $m_{gk} = 256$ mg.

Masa gazu pozostała w komorze przy spadku ciśnienia w niej do ciśnienia otoczenia jest mniejsza od pierwotnej – musi mieć zatem odpowiednio wyższą temperaturę, wynoszącą (dla przemiany izobarycznej) $T_k = T_0\ m_{g0} / m_{gk} = 445$ K, bliską T_{sh} i T_{exp}, wyznaczonym powyżej. Usprawiedliwia to przyjęte założenie jednorodności gazu w komorze przed jego wypływem. Jednocześnie pozwala szacować energię potencjalną gazu przed wypływem na $E_{wy} > V\ (p_{g0} - p_{zewn}) \approx 31$ J.

Wartości uzyskane przez aproksymację wypływu krzywą A oraz korzystanie z zapisu $\Delta p(t)$ są zbliżone. Drugą z metod zastosowano również do przebiegu z rys. 11.2a (wariant b), pkt 2), biorąc pod uwagę, że w tym wypadku trudno skonstruować krzywą analogiczną do A z rys. 11.3a. Otrzymano $E_{outl} \approx 100$ mJ *i* $m_{gk} = 386$ mg.

Pamiętając, że dla badanego typu spłonek $E_{we} = 273$ mJ przy prawdopodobieństwie zadziałania ok. 0,95 [2, 3] można powiedzieć, że przy zadziałaniu typu c: $E_{wy} > E_{outl} \approx 25\ E_{we}$, podczas gdy w przypadku b: $E_{wy} \sim E_{outl} < E_{we}$.

11.5. Straty cieplne w ściankach

Straty energii użytecznej wynikłe z dyfuzji ciepła w głąb metalowych ścianek łuski i komory z nieruchomego gazu szacowano, korzystając z pojęcia termicznej warstwy naskórkowej – głębokości, na jaką dyfunduje jednowymiarowo ciepło w głąb półprzestrzeni w czasie t [5]. Z dobrym przybliżeniem wynosi ona $s_\Theta = \gamma\ (t\ \varphi / \rho / c_p)^{1/2}$; $\gamma \approx 1$ i zależy od warunków brzegowych; φ jest współczynnikiem przewodnictwa cieplnego, ρ – gęstością, c_p – ciepłem właściwym przy stałym ciśnieniu ośrodka wypełniającego półprzestrzeń. Powierzchnia, przez którą wnika ciepło do ośrodka (ścianki), wynosi $S_w \approx 0{,}049$ m^2 . Dla stali nierdzewnej $\varphi_S \approx 40$ W/m/K, $\rho_S = 8100$ kg/m^3, $c_{pS} \approx 440$ J/kg/K [7], co po czasie τ_W daje

$s_{\Theta S} \approx 0{,}000224$ m. Dla gazu (jak dla powietrza, które stanowi większość masową gazu w komorze) $\varphi_G \approx 0{,}026$ W/m/K *i* $c_{pG} = 1008$ J/kg/K; $\rho_G = 1{,}0$ kg/m^3 (uśredniona gęstość w czasie wypływu; po czasie τ_W $s_{\Theta G} \approx 0{,}0003$ m.

1. Jeśli na brzegu ścianki utrzymywany jest stały skok temperatury $\Delta T = 155$ K, to objętość warstwy naskórkowej w metalu może pochłonąć w czasie τ_W energię:

$$\Delta E_1 = S_w\, s_{\Theta S}\, \rho_S\, c_{pS}\, \Delta T \approx 6300 \text{ J}, \tag{11.8}$$

podczas gdy energia chemiczna MP (z czystego $Hg(CNO)_2$ wynosi $E_{ch0} \approx 90$ J.

2. Jeżeli ciepło wy dyfunduje do metalowej ścianki w czasie τ_W z przypowierzchniowej objętości gazu, określonej jego grubością naskórkową $s_{\Theta G}$, to wobec $\varphi_S >> \varphi_G$ można założyć, że temperatura powierzchni metalu zmieni się nieznacznie w czasie dyfuzji, a więc na brzegu ścianki utrzymywany jest stały skok temperatury $\Delta T = 155$K. Warstwa naskórkowa w gazie oddaje w czasie τ_W metalowi energię:

$$\Delta E_2 = S_w\, s_{\Theta G}\, \rho_G\, c_{pG}\, \Delta T \approx 1{,}95 \text{ J}. \tag{11.9}$$

3. To samo otrzymamy przy dyfuzji ciepła z naskórka termicznego gazu do naskórka termicznego metalu:

$$\Delta E_3 = S_w\, s_{\Theta S}\, \rho_S\, c_{pS}\, \Delta T\, s_{\Theta G}\, \rho_G\, c_{pG} \,/\, (s_{\Theta G}\, \rho_G\, c_{pG} + s_{\Theta S}\, \rho_S\, c_{pS}) \approx 2 \text{ J}. \tag{11.10}$$

Jak wynika z porównania E_{outl} i E_{ch0}, straty cieplne nie powinny przewyższać ok. 80 J. Aby ΔE_2 osiągnęło tę wartość, $s_{\Theta G}$ musiałby wzrosnąć do ok. 12 mm, co mogłaby dać przewaga konwekcji w gazie w kierunku radialnym nad dyfuzją, wywołana przez silną turbulencję gazu w komorze. Rzeczywiście, przy średniej osiowej prędkości masowej za falą $u \approx 200$ m/s (zarówno obliczonej z równań (11.5)÷(11.7), jak i ze wzoru $u \approx (\kappa\text{-}1)D/\kappa$) i średnicy łuski ($d_C \approx 25$ mm), z której „wydmuchiwane" są gazy do komory, średnica toroidalnego wiru wzbudzonego wynosi $d_{rot} \approx d_C/2 \approx 12$ mm, zaś okres jego obrotu $\tau_{rot} \approx \pi\, d_{rot}\, /2/u \approx 0{,}37$ ms; w czasie τ_W dyfuzji ciepła do ścianek gaz przy ściankach wymieniany jest ponad 10 razy.

11.6. Podsumowanie

Przedstawiono przebiegi ciśnienia gazu w komorze wybuchowej oraz świecenia produktów reakcji, odpowiadające różnym reżimom pracy spłonek typu KWM-3.

Stwierdzono na dużym zbiorze (~ 100) badanych spłonek zachowanie kształtu frontu i pierwszej odbitej fali uderzeniowej oraz jej średniej prędkości $D \approx 600$ m/s na początkowym odcinku jej drogi w komorze bez względu na zwłokę zadziałania oraz spadek amplitudy fali przy większych opóźnieniach (od ok. 2,4 bar przy $\tau_Z \approx 1$ ms do ok. 1,7 bar przy $\tau_Z \approx 50$ ms), spowodowany częściowym zużyciem MP spłonki na wypracowanie zwłoki.

Na podstawie zarejestrowanego przebiegu ciśnienia $\Delta p(t)$, posługując się prostym modelem, obliczono prędkość wypływu, masę i energię kinetyczną gazu (ok. 7 J) opuszczającego komorę wybuchową, przy czym energię potencjalną mieszaniny produktów reakcji

i powietrza przed wypływem oszacowano na ok. 30 J; jako wartość lepiej określoną przyjęto $E_{wy} > 7$ J.

Pokazano, że tylko reżim detonacyjny zapewnia wzmocnienie energetyczne spłonki ($E_{wy} >> E_{we}$).

Konstrukcja zastosowanej komory wybuchowej związana była z dużymi i trudnymi do oszacowania stratami cieplnymi. Aby określić E_{wy} z większą dokładnością, należałoby prowadzić próby w komorze wybuchowej o „normalnej" objętości ~ 1 cm^3, mającej cechy kalorymetru, a jednocześnie zapewniającej ujście gazów oraz pomiary zmiennych w czasie: temperatury, ciśnienia, świecenia gazów itp., co może być trudne do zespolenia w jednym urządzeniu, ale jest projektowane.

Literatura

1. *Badania procesów powstawania przestrzennego ładunku elektrycznego w pyłach powybuchowych w celu określenia zagrożeń podczas przelotu przez obłoki takich pyłów.* Sprawozdanie z realizacji projektu badawczego Nr 0T00B02524, niepublikowane, ITWL, Warszawa 2005.
2. Dębiński J., Długołęcki A., Faryński A., Olejniczak E., Żyluk A.: *Pomiary parametrów spłonek uderzeniowych*. Problemy Mechatroniki, Vol. 4, Nr 2(12), 2013.
3. Dębiński J., Długołęcki A., Faryński A.: *Model numeryczny uderzeniowego pobudzenia spłonki w urządzeniu testowym ITWL*. Problemy Mechatroniki, Vol.4, Nr 4(14), 2013.
4. Epov B.A.: *Osnovy vzryvnogo dela*. Voen. Izdat. Min. Obor. SSSR, Moskwa 1974.
5. Knoepfel H.: *Sverkhsilnyje impulsnyje magnitnyje polja*, Moskwa 1972 (tłum. z ang. *Pulsed High Magnetic Fields*, Amsterdam–London 1970).
6. Rościszewski J.: *Aerodynamika stosowana*, Warszawa, Wydawnictwo MON,1957
7. *Tablice Fizyczno-Astronomiczne,* red. W. Mizerski, Adamantan, Warszawa 2000.
8. Włodarczyk E., Jackowski A.: *Napędzanie warstwy cieczy nieściśliwej w powietrzu przez gazowe produkty wybuchu skupionego. Analityczne rozwiązanie zagadnienia*. Biuletyn WAT, t. XLV, 1996, nr 3.

SPIS TREŚCI TOMU 10
CONTENTS OF VOLUME 10

Jerzy LEWITOWICZ, Mirosław NOWAKOWSKI, Andrzej SZELMANOWSKI, Sylwester KŁYSZ

PRZEDMOWA IX

PREFACE XI

BADANIA 1

1. *Andrzej CIEŚLIK, Sławomir MICHALAK*
WPROWADZENIE DO PROCESU WYTWARZANIA BEZPIECZNEGO I NIEZAWODNEGO OPROGRAMOWANIA DO ZASTOSOWAŃ NA POKŁADACH WOJSKOWYCH STATKÓW POWIETRZNYCH 3
INTRODUCTION TO THE PROCESS OF PRODUCING SAFE AND CRITICAL SOFTWARE TO BE APPLIED ON BOARD OF MILITARY AIRCRAFTS

2. *Krzysztof DRAGAN, Michał DZIENDZIKOWSKI, Andrzej LESKI*
MONITOROWANIE STANU STRUKTURY STATKU POWIETRZNEGO Z ZASTOSOWANIEM PRZETWORNIKÓW PIEZOELEKTRYCZNYCH 17
AIRCRAFT STRUCTURE INTEGRITY MONITORING BASED ON PIEZOELECTRICAL TRANSDUCERS

3. *Mariusz WESOŁOWSKI*
BADANIA NOŚNOŚCI UKŁADU KONSTRUKCYJNEGO ZŁOŻONEGO Z MOBILNEGO POKRYCIA KOMPOZYTOWEGO ELP-1 KRATER I NOWO UFORMOWANEGO PODŁOŻA GRUNTOWEGO 29
THE LOAD-BEARING CAPACITY TEST OF STRUCTURAL SYSTEM CONSISTING OF ELP-1 KRATER MOBILE COMPOSITE MAT AND NEWLY FORMED SUBSOIL

4. *Artur KURNYTA, Michał DZIENDZIKOWSKI, Krzysztof DRAGAN, Sylwester KŁYSZ*
MONITOROWANIE ROZWOJU USZKODZEŃ W ELEMENTACH KONSTRUKCJI LOTNICZYCH 49
MONITORING OF DAMAGE DEVELOPMENT IN AIRCRAFT STRUCTURE ELEMENTS

5. *Andrzej LESKI*
BADANIE TRWAŁOŚCI KONSTRUKCJI SAMOLOTU SU-22 W CELU PRZEDŁUŻENIA OKRESU JEGO EKSPLOATACJI 63
FATIGUE TEST OF SU-22 AIRCRAFT FOR THEIR SERVICE LIFE EXTENSION

6. *Piotr NITA, Franciszek KAŹMIERCZYK*
NAWIERZCHNIE LOTNISKOWE NA LODOWYCH POWŁOKACH JEZIOR 75
RUNWAY PAVEMENT SURFACES ON ICY COATINGS OF LAKES

7. *Andrzej SZELMANOWSKI, Andrzej PAZUR, Krzysztof GŁYDA*
BADANIA DIAGNOSTYCZNE LOTNICZYCH SYSTEMÓW PRZECIWPOŻAROWYCH W ASPEKCIE ICH FAŁSZYWEGO ZADZIAŁANIA 87
DIAGNOSTIC TESTS OF AIRCRAFT FIRE SUPPRESSION SYSTEMS IN FALSE ALARM ASPECT

EKSPLOATACJA 105

8. *Jerzy LEWITOWICZ*
EKSPLOATACJA STATKÓW POWIETRZNYCH W DOBIE ROZWINIĘTEJ CYWILIZACJI XXI WIEKU 107
OPERATION OF AIRCRAFTS IN TIMES OF WELL-DEVELOPED XXI CENTURY

9. *Mariusz ZIEJA, Tadeusz ZAWORSKI, Bartłomiej KURZYK, Paweł GOŁDA*
WYBRANE ASPEKTY OPTYMALIZACJI PROCESÓW DECYZYJNYCH PODCZAS WYKONYWANIA OPERACJI LOTNISKOWYCH 115
SELECTED ASPECTS OF OPTIMISATION OF DECISION-MAKING PROCESSES WHILE CONDUCTING FLIGHT OPERATIONS

10. *Jan PIETRASIEŃSKI, Dariusz RODZIK, Stanisław GRZYWIŃSKI*
PASYWNE LOKATORY AKUSTYCZNE STOSOWANE W IMITATORACH CELÓW POWIETRZNYCH 147
PASSIVE ACOUSTIC LOCATORS APPLIED IN AIR TARGETS

11. *Mariusz ZIEJA, Mieczysław PIGŁAS, Antonina KRUTKOW, Marek IWANIUK*
METODA OCENY PROCESU EKSPLOATACJI STATKÓW POWIETRZNYCH NA PODSTAWIE INFORMACJI O ICH USZKODZENIACH 161
EVALUATION METHOD OF OPERATION PROCESS OF AIRCRAFTS BASED ON INFORMATION ABOUT THEIR DEFECTS

12. *Mariusz ZIEJA, Mieczysław PIGŁAS, Antonina KRUTKOW, Paweł MATERAC*
SZACOWANIE PRZEBIEGU FUNKCJI INTENSYWNOŚCI USZKODZEŃ NA PODSTAWIE INFORMACJI POZYSKIWANYCH Z SYSTEMU EKSPLOATACJI STATKÓW POWIETRZNYCH 177
ESTIMATING THE BEHAVIOUR OF FAILURE RATE FUNCTION ON THE BASIS OF INFORMATION DERIVED FROM OPERATING SYSTEM OF AIRCRAFTS