

POLITECHNIKA WARSZAWSKA

Wydział Mechatroniki

ROZPRAWA DOKTORSKA

Mgr inż. Robert Pietrzak

**Analiza i korekcja błędów amplitudowo fazowych wywołanych
wibracjami przyrządu w spektrometrze fourierowskim**

Promotor

Prof. dr hab. Mirosław Rataj

Warszawa, 2019

Spis treści

1	Wstęp	11
2	Spektrometr Fourierowski	15
2.1	Zasada działania	15
2.2	Rzeczywisty spektrometr Fouriera.....	18
3	Analiza wpływu wibracji instrumentu na niedokładność pomiaru.....	32
3.1	Założenia wstępne	32
3.2	Analiza wpływu błędów instrumentalnych przyrządu na sygnał mierzony.....	33
3.3	Analiza wpływu zniekształceń sygnału referencyjnego na sygnał mierzony wywołane drganiami przyrządu w czasie pomiaru	48
3.4	Analiza wpływu modulacji sygnału detekowanego na sygnał mierzony.....	65
4	Metody korekcji zaburzeń sygnału wywołanych drganiami instrumentu 69	
4.1	Korekcja błędów fazowych.....	69
4.2	Korekcja funkcji aparaturowej w sygnale mierzonym.....	73
4.3	Korekcja zmodulowanego sygnału detekowanego	80
4.4	Korekcja sygnału mierzonego obciążonego błędami próbkowania.....	83
5	Analiza wyników obliczeń.....	94
5.1	Instrumentalne błędy fazowe	94
5.2	Błędy wywołane nieosiowością detektora	94
5.3	Błędy wprowadzane przez nieliniowe prowadzenie cube – cornera.....	99
5.4	Błędy wpływu niejednorodności ruchu stolika na sygnał mierzony	101
5.5	Błędy próbkowania wywołane modulacją amplitudową	103
5.6	Błędy próbkowania wywołane modulacją fazową.....	105
5.7	Błędy spowodowane zjawiskiem intermodulacji.....	106
6	Wykorzystane oprogramowanie	109
6.1	Struktura oprogramowania	109
7	Weryfikacja metod korekcji na podstawie danych z Planetarnego Spektrometru Fourierowskiego	111

7.1	Kanał LWC	111
7.2	Kanał SWC.....	115
8	Podsumowanie	119
9	Spis tabel.....	123
10	Spis rysunków	124
11	Bibliografia.....	130

Streszczenie

Przedmiotem niniejszej rozprawy doktorskiej jest analiza i korekcja błędów amplitudowo - fazowych wywołanych wibracjami elementów składowych spektrometru fourierowskiego. Podjęcie tego tematu wynikało z potrzeby korekcji danych pomiarowych z Planetarnego Spektrometru Fourierowskiego misji Mars Express, Europejskiej Agencji Kosmicznej (ESA).

Lata 90-te zapoczątkowały szerokie zastosowania spektrometrii fourierowskiej w przestrzeni kosmicznej. Między innymi takie misje jak: Mars 94, Envisat, Mars Express, Phobos Soil oraz: Juno, Bepi Colombo, Aurora wykorzystują spektrometry fourierowskie do badań atmosfery oraz gruntu w przestrzeni poza ziemskiej.

W przestrzeni kosmicznej ze względu na trudne warunki pracy w pomiarach generują się dodatkowe czynniki mające wpływ na sygnał spektrometryczny. Po raz pierwszy problem wpływu wibracji na pomiar pojawił się w czasie trwania misji Envisat (wyniesiona w 2002 roku) w spektrometrze fourierowskim MIPAS i był wywołany niedostatecznym tłumieniem drgań przenoszących się z systemów satelity na instrument pomiarowy. Problem ten w późniejszych latach pojawił się także w czasie trwania misji Mars Express (instrument Planetarny Spektrometr Fourierowski (PFS)). Na skutek występujących na orbicie drgań satelity (mimo zastosowania układów tłumiących), dane uzyskiwane z PFS, zostały zniekształcone (modulowane). Występujące zniekształcenia nie były obserwowane w czasie testów w warunkach laboratoryjnych.

W przestrzeni kosmicznej błędy powstałe na wskutek wibracji wynikają z dwóch podstawowych przyczyn. Pierwsza związana jest z możliwością rozjustowania układów optycznych w czasie startu rakiety. Druga obejmuje błędy występujące w czasie pracy spektrometru na orbicie i związana jest głównie z:

- pracą układów stabilizujących położenie satelity na orbicie,
- panelami słonecznymi, których orientacja względem Słońca może ulegać zmianie w czasie akwizycji danych.

W wyniku opisanych powyżej wymuszeń sygnał pomiarowy jest poddawany modulacji amplitudowo – fazowej. Generowane zniekształcenia sygnału rejestrowanego związane są głównie z drganiami układu próbującego (modulacja amplitudowa i fazowa źródła referencyjnego), drganiami zwierciadła i detektora (modulacja amplitudowa) oraz nieliniowością charakterystyki przenoszenia detektora (intermodulacja).

Biorąc pod uwagę konieczność korekcji danych pochodzących z Planetarnego Spektrometru Fourierowskiego Misji Mars Express oraz powtarzalność przedstawionego problemu w

spektrometrach biorących udział w innych misjach kosmicznych, potrzebne jest rozszerzenie i pogłębienie analizy wpływu wibracji na wynik pomiaru oraz zaproponowanie metody jego korekcji w spektrometrze fourierowskim.

Celem niniejszej pracy jest analiza i korekcja błędów wywołanych wibracjami elementów składowych spektrometru fourierowskiego.

Analizy i rozwiązania przedstawione w rozprawie dotyczyły wpływu i korekcji błędów amplitudowo - fazowych, wywołanych wibracjami instrumentu na pomiar spektrometrem fourierowskim. Złożyły się na nie, rozwiązania teoretyczne, symulacje komputerowe oraz wyniki doświadczalne wpływu błędów amplitudowo - fazowych na pomiar. Przedstawione w rozprawie rozwiązania w sposób kompleksowy opisują całe spektrum wpływu wibracji na sygnał mierzony w spektrometrze fourierowskim w warunkach naziemnych, jak również szczególnie odnoszą się do analizy i korekcji tego typu zniekształceń w przestrzeni kosmicznej.

Jako weryfikacje wykonanych analiz oraz zaproponowanych metod korekcji wykorzystano dane z Planetarnego Spektrometru Fourierowskiego (PFS) Misji Mars Express. Korekcje danych z PFS wykonano za pośrednictwem stworzonej do tego celu przez autora pracy aplikacji. Narzędzie to może być wykorzystywane do korekcji błędów amplitudowo-fazowych danych ze spektrometrów fourierowskich innych misji kosmicznych.

Przedstawione rozważania dowodzą tezy, że: **błędy pomiarów spektrometrem fourierowskim, powstałe na skutek wibracji instrumentu w przestrzeni kosmicznej, objawiające się jako zniekształcenia amplitudowo – fazowe są programowo korygowane.**

Analizę przeprowadzono dla pojedynczego i ciągłego źródła spektralnego, analizując osobno poszczególne elementy toru pomiarowego.

Praca składa się z 8 rozdziałów. Rozdział 1 stanowi wstęp do pracy. W rozdziale 2 przedstawiono teoretyczne podstawy spektrometrii fourierowskiej. Rozdział 3 zawiera analityczny opis błędów wynikających z działania wibracji na układ pomiarowy spektrometru fourierowskiego. Przedstawiono zniekształcenia fazowe, wpływ nieosiowego ruchu cube - cornera, pozaosiowego położenia detektora jak również zniekształcenia sygnału mierzonego wynikające z modulacji amplitudowo - fazowej sygnału próbującego. Przeprowadzono również rozważania na temat nieliniowych zniekształceń sygnału mierzonego wynikające głównie z nieliniowej pracy detektora.

Rozdział 4 przedstawia opis metod korekcji zniekształconego sygnału detekowanego na skutek wpływu wibracji na tor pomiarowy. W rozdziale przedstawiono oprócz dobrze znanych metod korekcji błędów instrumentalnych również zaproponowane przez autora metody korekcji modulacji amplitudowo - fazowej sygnału próbującego i mierzonego.

Rozdział 5 stanowi rozwinięcie rozdziału 3 i zawiera analizę jakościową wpływu poszczególnych zniekształceń toru pomiarowego na sygnał wzorcowy (pojedyncza linia spektralna oraz widmo ciągłe). Przedstawiono także ocenę jakości wprowadzonych metod korekcji.

Rozdział 6 zawiera opis komputerowego modelu pomiaru. Natomiast rozdział 7 przedstawia weryfikację przedstawionej tezy oraz aplikacyjne zastosowanie przedstawionych w rozdziale 4 metod korekcji sygnału pomiarowego na przykładzie danych pochodzących z Planetarnego Spektrometru Fourierowskiego misji Mars Express.

Rozdział 8 stanowi podsumowanie przedstawionych w rozprawie rozważań.

Summary

The subject matter of this PhD thesis is an analysis and correction of amplitude-phase errors caused by vibrations of components in Fourier spectrometer. An interest in this particular subject was a result of metrological data correction in Planetary Fourier Spectrometer on board Mars Express from ESA, the European Space Agency.

In the 90's a wide usage of Fourier spectrometry in the space was started. There were such missions as Mars 94, Envisat, Mars Express, Phobos Soil and Juno, Bepi Colombo, Aurora which use Fourier spectrometers to test atmosphere and soil in extra-terrestrial space.

Due to tough work conditions in the space we can observe extra factors which influence spectrometer signals. For the first time the problem of vibrations influencing the measurement appeared during a mission Envisat (launched in 2002) in Fourier spectrometer MIDAS and was caused by an insufficient vibration dampening transferred from satellite systems onto the measurement instrument. The very same problem appeared later during Mars Express mission (the instrument Planetary Fourier Spectrometer, PFS). As a result of satellite oscillation present on the orbit (despite using dampening systems) all data obtained from PFS were distorted (modulated). All distortions were not observed in the test in laboratory conditions.

In the space errors caused by vibrations result from two major reasons. The first one is connected with the possibility of wrong adjustment of optical systems at the racket launch. The second one includes errors taking place during the time of spectrometer work on the orbit and is connected mainly with:

- The work of systems stabilizing the satellite location on the orbit,
- Solar panels which can change their positions to the Sun during data acquisition.

As a result of the above enforcements the measurement signal is subjected to amplitude-phase modulation. Generated distortions of a registered signal are mainly connected with the vibrations of a test system (the modulation of amplitude and phase in a reference source), the vibrations of a mirror and a detector (amplitude modulation) and non-linearity of characteristics of a detector transfer (intermodulation).

Taking into consideration the necessity of data correction from the Planetary Fourier Spectrometer on Mars Express mission and the repeatability of the given problem in spectrometers participating in other space missions, it is needed to widen and deepen the analysis of the influence of the vibrations on the measuring result and to offer a way to correct it within the Fourier spectrometer.

The aim of this thesis is to analyze and correct mistakes caused by vibrations in the compound elements of Fourier spectrometer.

Analyses and solutions shown in the thesis concerned the influence and the correction of amplitude-phase errors produced by the vibrations of the instrument on Fourier spectrometer measurement. These included theoretical solutions, computer simulations, and experimental results of amplitude-phase error influence on the measurement. All solutions given in the thesis precisely show the whole spectrum of the influence of the vibrations on the signal measured in Fourier spectrometer in ground conditions, as well as they include a detailed analysis and correction of such distortions in the space.

As a verification of done analyses and offered ways of correction, data from the Planetary Fourier Spectrometer Mars Express Mission were used. The correction of PFS data was done by a special application created by the author for this purpose. This tool can be used to correct errors of amplitude-phase data from all Fourier spectrometers in other space missions.

All given arguments prove a thesis that: **errors in Fourier spectrometer measures, which were caused by the vibration of the instrument in the space and resulting as an amplitude-phase distortion are programmatically corrected.**

The analysis was carried out for a single and continuous spectral source, analyzing separately each element of the measuring channel.

The thesis consists of 8 chapters. Chapter 1 is an introduction. In chapter 2 a theoretical basis of Fourier spectrometry was explained. Chapter 3 includes an analytical description of errors coming from vibrations on measuring systems in Fourier spectrometer. There were shown such processes as a phase distortion, the influence of non-axial cube-corner movement, a non-axial detector position, and the distortion of the measured signal resulting from amplitude-phase modulation of the test signal. Other arguments on non-linear distortions of the measured signal resulting mainly from non-linear work of the detector were also carried out.

Chapter 4 presents the description of the methods of correction of a distorted signal detected as a result of a vibration in the measuring channel. In this chapter, apart from well-known methods of correction of instrumental errors, were also shown the author's methods of correction of amplitude-phase modulation of the test and measured signal.

Chapter 5 is an extension of chapter 3 and contains a quality analysis of the influence of a particular distortion of a measuring channel on a standard signal (a singular spectral line and a continuous spectrum). A judgment of the quality of certain correction methods was also provided.

Chapter 6 includes a description of a computer model of a measurement. On the other hand, chapter 7 presents verifications of the given thesis and application usage of the methods of measuring signal correction on the example of data from the Planetary Fourier Spectrometer Mars Express Mission (reference to chapter 4).

Chapter 8 provides a summary of all given arguments in the thesis.

1 Wstęp

Spektrometria fourierowska jest dziedziną, za początek której możemy uznać propozycję Michelson'a konstrukcji interferometru opublikowaną pod koniec XIX wieku. Inne rozwiązania bazują na interferometrach typu Sagnac'a, Twyman – Greena czy Mach -Zendera, bądź ich modyfikacjach. Istotą rozwiązań opto - mechanicznych tej klasy urządzeń jest sposób realizacji zmiany drogi optycznej w układzie zwierciadeł i światłodzielenia (zmiana drogi optycznej i pomiar interferogramu przez detektor w czasie ruchu jednego lub obu zwierciadeł).

Za pierwszego praktycznego realizatora tej idei należy uznać G. Rubensa, który prowadził prace w zakresie dalekiej podczerwieni. Pierwsze pomiary inicjujące praktyczne wykorzystanie nowej metody badawczej przeprowadzili Rubens i Wood w 1911 roku.

W latach 50-tych Jacquinet wykazał [1], że przy tej samej zdolności rozdzielczej spektrometr z interferometrem Michelsona pozwala odbierać na detektorze moc dwa rzędy większą niż w spektrometrach dyfrakcyjnych. Jest to możliwe dzięki stosowaniu kołowych źródeł światła i apertur wejściowych o relatywnie dużym promieniu. Ponadto detektor może pracować dla znacznie większych kątów bryłowych. Stwarza to możliwości pomiarów słabych sygnałów lub procesów szybkodziennych (zaleta Jacquinota).

Kolejną korzyścią spektrometrii fourierowskiej jest uzyskiwanie informacji z całego zakresu mierzonego widma przez cały czas pomiaru. Fellgett dowiódł [2], że możliwość jednoczesnej detekcji widma złożonego z N elementów spektralnych \sqrt{N} razy powiększa stosunek sygnał/szum w porównaniu z przypadkiem rozdzielnej obserwacji każdego z nich.

Gwałtowny rozwój spektrometrii fourierowskiej nastąpił dopiero w latach 60 - tych XX wieku. J. Connes publikuje matematyczne podstawy spektroskopii fourierowskiej, natomiast w 1965 roku dochodzi do przełomu w zakresie metod obliczeniowych, gdy Cooley i Tukey opracowują algorytm FFT (szybkiej transformaty Fouriera) [3].

Lata późniejsze to dalszy rozwój spektrometrii fourierowskiej, zwłaszcza w dziedzinie technologii podczerwieni. Nowe tendencje w rozwoju spektrometrii fourierowskiej to rozszerzenie zakresu mierzonego widma na obszar ultrafioletu [4] oraz skrócenie czasu rejestracji interferogramu. Pojawiają się nowe technologie budowy wysokoczułych detektorów oraz nowe rodzaje spektrometrów, tzw. dynamiczne i stacjonarne, wykorzystujące zarówno punktowe detektory podczerwieni jak i macierzowe przetworniki obrazu.

Spektrometria fourierowska znalazła szerokie zastosowanie w wielu dziedzinach nauki i gospodarki. Szeroka ekspansja pomiarów spektrometrycznych nastąpiła również w przestrzeni kosmicznej. Między innymi takie misje jak: Mars 94, Envisat, Mars Express, Phobos Soil oraz:

Juno, Bepi Colombo, Aurora wykorzystują spektrometry fourierowskie do eksploracji atmosfery oraz gruntu w przestrzeni poza ziemskiej.

Zarówno w monografiach, jak i w artykułach dotyczących wybranych zagadnień szczegółowych, niebagatelne miejsce zajmują analizy jakościowe sygnału pomiarowego. Zniekształcenia pomiaru związane są głównie z niedokładnością technicznej realizacji spektrometru, rejestracją sygnału oraz z czynnikami zewnętrznymi, np. wibracje instrumentu. Istnieją obszerne monografie oraz publikacje dotyczące analizy jakościowej [5], [6], [7], [8], [9] oraz korekcji sygnału pomiarowego w spektrometrach fourierowskich [10]–[12], [13], [14], [15].

W przestrzeni kosmicznej ze względu na trudne warunki pracy w pomiarach generują się dodatkowe czynniki mające wpływ na sygnał spektralny. Po raz pierwszy problem wpływu wibracji na pomiar pojawił się w czasie trwania misji Envisat (wyniesiona w 2002 roku) w spektrometrze fourierowskim MIPAS i był wywołany niedostatecznym tłumieniem drgań przenoszących się z systemów satelity na instrument pomiarowy. Problem ten w późniejszych latach pojawił się także w czasie trwania misji Mars Express (instrument Planetarny Spektrometr Fourierowski (PFS)).

Na skutek występujących na orbicie drgań satelity (mimo zastosowania układów tłumiących), dane uzyskiwane z PFS, zostały zniekształcone (modulowane). Występujące zniekształcenia nie były obserwowane w czasie testów w warunkach laboratoryjnych.

W przestrzeni kosmicznej błędy powstałe na wskutek wibracji wynikają z dwóch podstawowych przyczyn. Pierwsza związana jest z rozjustowaniem układów optycznych w czasie startu rakiety. Druga obejmuje błędy występujące w czasie pracy spektrometru na orbicie i związana jest głównie z:

- pracą układów stabilizujących położenie satelity na orbicie,
- panelami słonecznymi, których orientacja względem Słońca może ulegać zmianie w czasie akwizycji danych.

W wyniku opisanych powyżej wymuszeń sygnał pomiarowy jest poddawany modulacji amplitudowo – fazowej. Generowane zniekształcenia sygnału rejestrowanego związane są głównie z drganiami układu próbującego (modulacja amplitudowa i fazowa źródła referencyjnego), drganiami zwierciadła i detektora (modulacja amplitudowa) oraz nieliniowością charakterystyki przenoszenia detektora (intermodulacja) [16].

Jedynie prace, które bezpośrednio rozważają wpływ wibracji na pomiar sygnału spektrometrycznego w przestrzeni kosmicznej to: [14], [17], [18].

Artykuł autorstwa Lorenzo Comolli, Bortolino Saggin [14] stanowi wprowadzenie do problemu wibracji w Planetarnym Spektrometrze Fourierowskim misji Mars Express. Autorzy przedstawili wstępną ocenę jakościową zmian sygnału mierzonego na skutek zniekształceń generowanych przez poszczególne elementy toru pomiarowego spektrometru fourierowskiego.

Kontynuacją publikacji [14] jest praca [17]. Autorzy przedstawiają w niej wstępną metodę korekcji widm kanału krótkofalowego (SWC) Planetarnego Spektrometru Fourierowskiego. Prezentowany algorytm zakłada dopasowywanie zniekształconego widma do syntetycznej funkcji Planka, dla zadanej temperatury widmowej. Stanowi on szczególny przypadek, uwarunkowany szeregiem założeń wstępnych, nie odnoszący się do całości istoty zjawiska.

Z kolei publikacja Bortolino Saggin, Diego Scaccabarozzi, Lorenzo Comolli [18] opisuje systemy monitorowania wibracji w Planetarnym Spektrometrze Fourierowskim i nie wprowadza znacznego udziału w korekcji zniekształceń przez nich wywołanych.

Biorąc pod uwagę konieczność korekcji danych pochodzących z Planetarnego Spektrometru Fourierowskiego Misji Mars Express oraz powtarzalność przedstawionego problemu w spektrometrach biorących udział w misjach kosmicznych, potrzebne jest rozszerzenie i pogłębienie analizy wpływu wibracji na wynik pomiaru oraz opracowanie metody jego korekcji w spektrometrze fourierowskim.

Celem niniejszej pracy jest analiza i korekcja błędów wywołanych wibracjami elementów składowych spektrometru fourierowskiego.

Analizę taką umożliwia symulacja komputerowa sygnału rejestrowanego przez detektor, obciążonego zniekształceniami amplitudowo - fazowymi o charakterze harmonicznym w torze pomiarowym spektrometru. Rozważania prezentowane w pracy dotyczą wpływu wibracji na układ próbujący, zwierciadło ruchome interferometru Michelsona oraz na system detekujący.

Porównanie kształtów widm (transformat Fouriera interferogramów) wyznaczanych dla układu bez zniekształceń i obciążonego zniekształceniami umożliwia bezpośrednią ocenę wpływu zniekształceń amplitudowo - fazowych na dokładność pomiaru. Dodatkowo rozważania analityczne są poparte analizą doświadczalną na podstawie zasymulowania tego rodzaju zniekształceń na rzeczywistym spektrometrze fourierowskim. Wyniki badań oraz opracowane metody korekcji są odniesione do danych pochodzących z Planetarnego Spektrometru Fourierowskiego.

Przedstawione rozważania dowodzą tezy, że: **błędy pomiarów spektrometrem fourierowskim, powstałe na wskutek wibracji instrumentu w przestrzeni kosmicznej, objawiające się jako zniekształcenia amplitudowo – fazowe są programowo korygowane.**

Analizę przeprowadzono dla pojedynczego i ciągłego źródła spektralnego, analizując osobno poszczególne elementy toru pomiarowego.

Praca składa się z 8 rozdziałów. Rozdział 1 stanowi wstęp do pracy. W rozdziale 2 przedstawiono teoretyczne podstawy spektrometrii fourierowskiej. Rozdział 3 zawiera analityczne rozważania błędów wynikających z działania wibracji na układ pomiarowy spektrometru fourierowskiego. Przedstawiono zniekształcenia fazowe, wpływ nieosiowego ruchu cube - cornera, pozaosiowego położenia detektora jak również zniekształcenia sygnału mierzonego wynikające z modulacji amplitudowo - fazowej sygnału próbowanego. Przeprowadzono również rozważania na temat nieliniowych zniekształceń sygnału mierzonego wynikające głównie z nieliniowej pracy detektora.

Rozdział 4 przedstawia opis metod korekcji zniekształconego sygnału detekowanego na skutek wpływu wibracji na tor pomiarowy. W rozdziale przedstawiono oprócz dobrze znanych metod korekcji błędów instrumentalnych (dyspersyjnych) również zaproponowane przez autora metody korekcji modulacji amplitudowo - fazowej sygnału próbowanego i mierzonego.

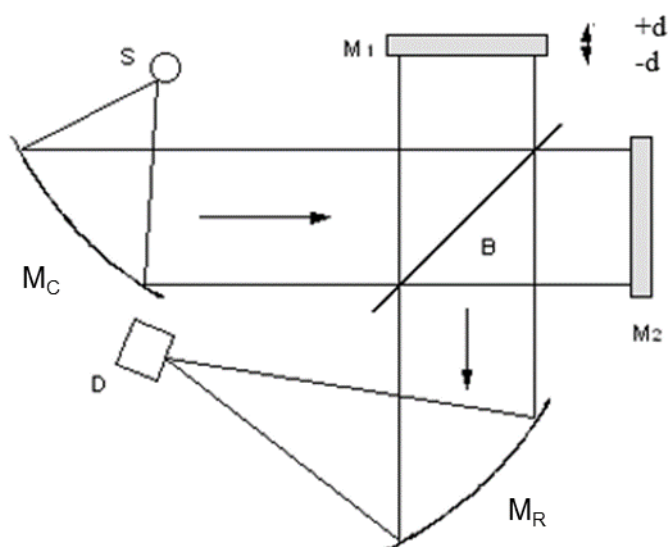
Rozdział 5 stanowi rozwinięcie rozdziału 3 i zawiera analizę jakościową wpływu poszczególnych zniekształceń toru pomiarowego na sygnał wzorcowy (pojedyncza linia spektralna oraz widmo ciągłe). Przedstawiono także ocenę jakości wprowadzonych metod korekcji.

Rozdział 6 zawiera opis komputerowego modelu pomiaru. Natomiast rozdział 7 przedstawia weryfikację przedstawionej tezy oraz aplikacyjne zastosowanie przedstawionych w rozdziale 4 metod korekcji sygnału pomiarowego na przykładzie danych pochodzących z Planetarnego Spektrometru Fourierowskiego misji Mars Express. Rozdział 8 stanowi podsumowanie przedstawionych w rozprawie rozważań.

2 Spektrometr Fourierowski

2.1 Zasada działania

Istotą działania spektrometru fourierowskiego jest rejestracja sygnału pochodzącego od sumy interferogramów uzyskanych od poszczególnych długości fali (interferogramu) w mierzonym zakresie spektralnym. Sygnał rejestrowany jest w trakcie przesuwu jednego ze zwierciadeł (M_1), generującego różnice dróg optycznych. Charakterystyka spektralna uzyskiwana jest natomiast poprzez wyznaczenie transformaty Fouriera dla rejestrowanego sygnału.



Rysunek 2.1 Podstawowy układ optyczny spektrometru Fouriera.

Na Rysunek 2.1 przedstawiono ideowy schemat układu optycznego spektrometru fourierowskiego bazującego na interferometrze Michelsona. Promieniowanie emitowane przez źródło S skolimowane przez paraboliczne zwierciadło pozaosiowe M_C , jest dzielone przez zespół światła dzielący B na dwie wiązki, które propagują się w gałęziach ze zwierciadłem ruchomym M_1 i nieruchomym M_2 . Wiązki te po odbiciu od zwierciadeł oraz połączeniu przez dzielnic B interferują i po zogniskowaniu przez paraboliczne zwierciadło M_R , są rejestrowane przez detektor D.

Rozważając monochromatyczne promieniowanie o długości fali λ emitowane przez źródło punktowe, wynik interferencji (interferogram) można opisać poniższym równaniem [9]:

$$I(z, L) = I_1(L) + I_2(L) + 2\sqrt{I_1(L)I_2(L)}\cos(2\pi Lz + \varphi_0) \quad (2.1)$$

φ_0 - faza początkowa,

$I(z, L)$ - sygnał rejestrowany,

$I_i(L)$, $i = 1, 2$ - intensywność sygnału w dwóch gałęziach interferometru.

Powyższy wzór przedstawia wynik interferencji dla promieniowania monochromatycznego, gdzie:

$L = \frac{1}{\lambda}$ – liczba falowa w $[\text{cm}^{-1}]$,

$z = 2d$ - różnica dróg optycznych pomiędzy interferującymi falami.

Intensywności $I_1(L)$ i $I_2(L)$ interferujących fal, odbitych odpowiednio od ruchomego i nieruchomego zwierciadła, zależą od widmowych współczynników transmisji $\tau_i(L)$ ($i = 1, 2$) obydwu kanałów spektrometru. Można, zatem napisać:

$$I_i(L) = I_0(L)\tau_i(L) \quad (2.2)$$

gdzie $I_0(L)$ jest intensywnością promieniowania emitowanego przez źródło S oraz

$$\tau_i(L) = \rho_c(L)\tau_{M_i}(L)\rho_r(L) \quad (2.3)$$

gdzie:

$i = 1, 2$,

$\tau_c(L)$ - widmowy współczynnik odbicia zwierciadła M_C ,

$\tau_{M_i}(L)$ - widmowy współczynnik transmisji odpowiednio dla gałęzi zwierciadła M_1 i M_2 ,

ρ_r - widmowy współczynnik odbicia zwierciadła M_r .

Ponieważ naturalne źródła emitują promieniowanie polichromatyczne, to zgodnie z zasadą superpozycji fal, detektor rejestruje wynik sumowania sygnałów interferencyjnych od poszczególnych liczb falowych, dla całego zakresu widma $I_0(L)$ w postaci:

$$R(z) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(z, L)R_L dL \quad (2.4)$$

gdzie: R_L jest czułością spektralną detektora.

Oznaczając:

$$f(L) = I_0(L)\sqrt{\tau_1(L)\tau_2(L)}R_L \quad (2.5)$$

oraz korzystając z (2.1) i (2.2) możemy przekształcić (2.4) do:

$$R(z) = C + 2 \int_{-\infty}^{+\infty} f(L) \cos(2\pi Lz) dL$$

(2.6)

gdzie: $C = \int_{-\infty}^{+\infty} (I_1 + I_2) R_L dL$.

Wyrażenie (2.6) możemy przedstawić w postaci:

$$R(z) = C + \int_{-\infty}^{+\infty} f(L) \exp(-i2\pi Lz) dL + \int_{-\infty}^{+\infty} f(L) \exp(i2\pi Lz) dL$$

(2.7)

a następnie:

$$R(z) = C + TF^{-2\pi Lz}[f(L)] + 2\pi TF^{2\pi Lz}[f(L)]$$

(2.8)

gdzie: $TF^{-2\pi Lz}$ i $TF^{2\pi Lz}$ są operatorami odpowiednio transformaty Fouriera i odwrotnej transformaty Fouriera.

Wyrażenie (2.8) reprezentuje sygnał rejestrowany przez detektor, wykonując jego transformatę Fouriera uzyskujemy:

$$FT^{-2\pi Lz}[R(z)] = C\delta(L) + f(-L) + f(L)$$

(2.9)

gdzie: $\delta(L)$ - funkcja Diraca.

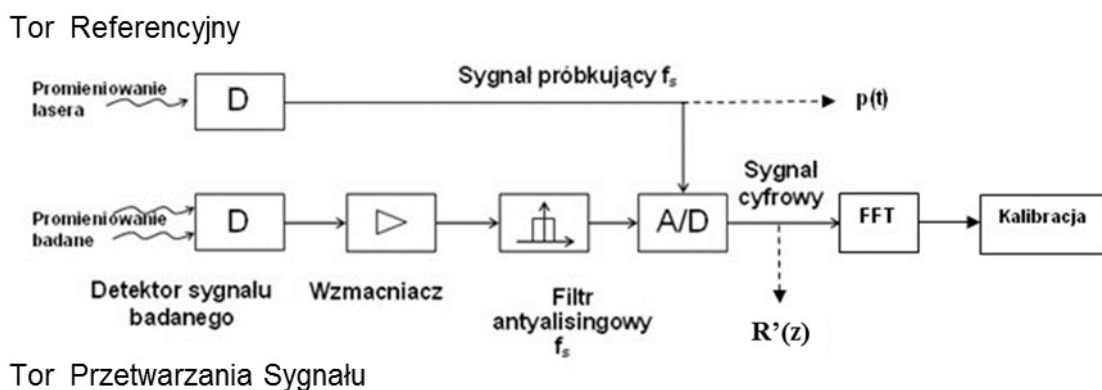
Transformata Fouriera powyższego wyrażenia pozwala wyodrębnić trzy składniki: funkcje $f(L)$, $f(-L)$, która stanowi lustrzane odbicie funkcji $f(L)$ oraz stałą C . Następnie w zależności od rodzaju pomiaru oraz korzystając z (2.5) jesteśmy w stanie wyznaczyć spektralną charakterystykę promieniowania źródła: $I_0(L)$, czułość spektralną detektora: $R(L)$ oraz widmową transmisję obu kanałów spektrometru: $\tau_i(L)$. Dzięki temu umieszczając w jednej z gałęzi spektrometru interesujące nas medium, uzyskujemy także jego charakterystykę spektralną pochłaniania lub transmisji.

2.2 Rzeczywisty spektrometr Fouriera

W rozdziale 2.1 przedstawiona jest zasada pomiaru wraz z wyprowadzeniami wartości $R(z)$, $I(z)$, dla czysto teoretycznego przypadku spektrometru fourierowskiego. W rzeczywistości na pomiar wykonywany spektrometrem fourierowskim nakłada się szereg ograniczeń związanych z metodą pomiarową, niedoskonałością instrumentu jak i czynnikami zewnętrznymi. Ograniczenia metody pomiarowej wynikają z [19]–[21]:

- interferogram mierzony jest przy skończonej różnicy dróg optycznych,
- detektor oraz źródło promieniowania nie są elementami punktowymi a wiązka jest ograniczona wymiarami układów optycznych,
- sygnał rejestrowany nie jest sygnałem ciągłym, zatem jest zbiorem wartości dyskretnych obciążonych błędem kwantyzacji i próbkowania.

Rysunek 2.2 przedstawia schemat blokowy toru przetwarzania sygnału. Układ pomiarowy podzielony jest na dwa tory: tor przetwarzania sygnału (promieniowanie badane) oraz tor referencyjny.



Rysunek 2.2 Schemat blokowy toru przetwarzania sygnału.

Sygnał rejestrowany przez detektor D jest wzmacniany a następnie filtrowany poprzez filtr dolnoprzepustowy, w celu ograniczenia zjawiska aliasingu. Na wyjściu układu filtra uzyskujemy sygnał analogowy, który poprzez przetwornik analogowo - cyfrowy jest konwertowany na sygnał cyfrowy $I(z, L)$.

Jako układ referencyjny wykorzystane jest zwykle źródło laserowe f_s , które służy do próbkowania sygnału mierzonego. Próbkowanie odbywa się zwykle, co okres sygnału referencyjnego (częstotliwość sygnału próbkującego powinna być przynajmniej dwa razy większa od sygnału mierzonego – kryterium Nyquista, 2.2.4).

Dzięki zastosowaniu źródła laserowego jako sygnału referencyjnego uzyskujemy bardzo dużą stabilność rejestracji sygnału detekowanego. Źródło f_s wykorzystywane jest także do

sterowania ruchem zwierciadła ruchomego M_1 . Dzięki zastosowaniu sygnału f_s w dwóch torach spektrometru (tor związany z ruchem zwierciadła M_1 oraz tor związany z konwersją analogowo - cyfrową sygnału detekowanego) unikamy błędów związanych z niespójnością tych dwóch gałęzi.

Na rejestrowany interferogram $R'(z)$ oprócz metody pomiarowej mają również wpływ błędy instrumentalne przyrządu: wady wykonania i montażu elementów optycznych oraz mechanicznych, niedoskonałości układów elektroniki. Bardzo ważnymi czynnikami mającymi wpływ na wykonywany pomiar są czynniki zewnętrzne: gradienty temperatury, wilgotność powietrza, jak również wibracje instrumentu, które stanowią główny temat niniejszej rozprawy. Wszystko to sprawia, że postać rzeczywistego, zapisanego interferogramu $R'(z)$ odbiega od teoretycznego interferogramu opisanego zależnością (2.4), i w konsekwencji również wyznaczana funkcja $f'(L)$ różni się od funkcji $f(L)$ zdefiniowanej wzorem (2.5).

Dalszy opis sposobu rejestracji interferogramu, zjawisk związanych z próbkowaniem oraz dokładny opis powyższych ograniczeń zostanie przedstawiony znajduje się w rozdziałach 2.2.1 - 2.2.4 oraz 3.2.5.

2.2.1 Zdolność rozdzielcza interferogramu

Rzeczywisty pomiar w spektrometrze fourierowskim odbywa się w skończonym zakresie przemieszczeń zwierciadła ruchomego $\pm z$, co powoduje, że wzór (2.5) przyjmuje następującą postać [21]:

$$R'(z) = R(z)A(z) \tag{2.10}$$

gdzie:

$A(z)$ - funkcja typu 'box', tzn.

$A(z) = 1$, dla $z \in \langle -z_{max}, z_{max} \rangle$,

$A(z) = 0$, dla $|z| > z_{max}$,

z_{max} - maksymalna różnica dróg optycznych.

Zgodnie z twierdzeniem Borela o splocie:

$$TF[f_1(t)f_2(t)] = TF[f_1(t)] \otimes TF[f_2(t)] \tag{2.11}$$

uwzględniając równanie (2.10) oraz zależność (2.8) możemy zapisać to w postaci [9]:

$$TF^{-2\pi Lz}[R'(z)] = Ca(L, z_{max}) + [f(-L) + f(L)] \otimes a(L, z_{max}) \tag{2.12}$$

funkcja $a(L, z_{max})$ zwana jest funkcją aparaturową (ILS - Instrumental Line Shape). Funkcja aparaturowa w rzeczywistym spektrometrze fourierowskim określa kształt pojedynczej linii spektralnej w uzyskanym spektrum.

Zatem w rzeczywistym spektrometrze na skutek ograniczeń metody pomiarowej zamiast idealnej funkcji $f(L)$ uzyskujemy:

$$f'(L) = a(L, z_{max}) \otimes f(L) \quad (2.13)$$

Zatem rzeczywisty spektrometr fourierowski ma ograniczoną zdolność rozdzielczą limitowaną nie tylko skończonym zakresem pomiarowym, ale również innymi czynnikami instrumentalnymi.

Rozpatrując dwie dostatecznie bliskie linie widmowe o liczbach falowych L_1 i $L_1 + \Delta L$ i równych intensywnościach, dla których spektralny rozkład promieniowania przyjmuje postać [21]:

$$I_0(L) = \delta(L - L_1) + \delta[L - (L_1 + \Delta L)] \quad (2.14)$$

zgodnie z równaniem (2.5) możemy zapisać [21]:

$$f_{2\delta} = \delta(L - L_1) + \delta[L - (L_1 + \Delta L)] \quad (2.15)$$

ze względu na małą różnicę ΔL między obiema liniami widmowymi założono równość współczynników transmisji w obu kanałach oraz równość czułości spektralnych detektora [20], [21].

Przedstawione powyżej rozważania dotyczyły przypadku idealnego. Dla rzeczywistego spektrometru fourierowskiego równanie (2.15) przyjmuje postać:

$$f'_{2\delta} = a(L - L_1, z_{max}) + a[L - (L_1 + \Delta L), z_{max}] \quad (2.16)$$

funkcja ILS:

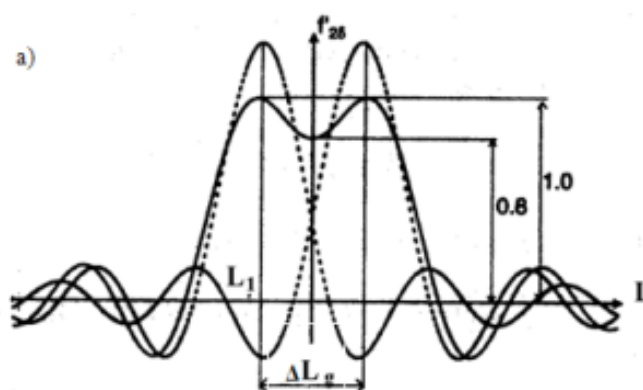
$$a(L, z_{max}) = \text{sinc}(L, z_{max}) \quad (2.17)$$

wtedy równanie (2.16) można zapisać:

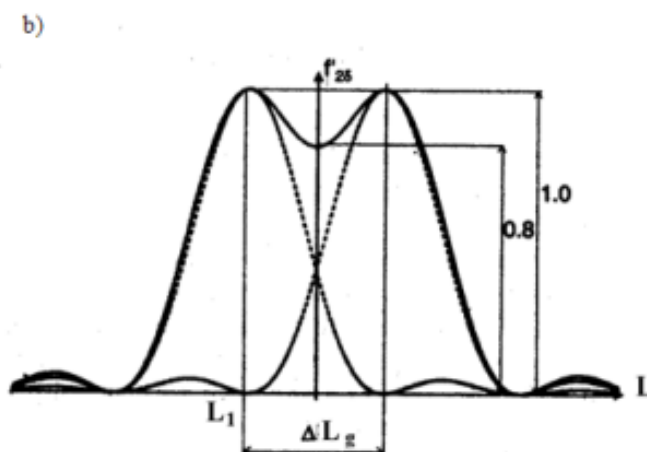
$$f'_{2\delta} = \text{sinc}(2\pi(L - L_1) z_{max}) + \text{sinc}[2\pi(L - (L_1 + \Delta L))z_{max}] \quad (2.18)$$

W optyce spotyka się wiele kryteriów określających teoretyczną zdolność rozdzielczą. W spektroskopii fourierowskiej zdolność rozdzielcza układu określa się głównie za pomocą kryterium Rayleigha [19], [20].

Graficzne zobrazowanie kryterium Rayleigha przedstawione zostało na Rysunek 2.3, Rysunek 2.4. Stosując kryterium Rayleigha zdolności rozdzielczej, według którego granicznym warunkiem rozdzielania dwóch linii spektralnych w widmie jest pokrycie się głównego maksimum jednej z linii z pierwszym minimum funkcji aparaturowej dla drugiej linii, co oznacza, że minimalna wartość intensywności w przedziale między liniami



Rysunek 2.3 Zdolność rozdzielcza w przypadku nie apodyzowanego interferogramu.



Rysunek 2.4 Zdolność rozdzielcza w przypadku interferogramu apodyzowanego [9].

spektralnymi odtworzonymi w widmie równa jest $0.8f'_{02\delta_{\max}}$ (δ_{\max} – maksymalna amplituda funkcji aparaturowej), otrzymujemy zależność [21]:

$$f'_{2\delta}(L_1 + 0.5\Delta L_g) = 0.8f'_{2\delta_{\max}}(L) \quad (2.19)$$

Odwołując się do równania (2.19) (graniczna wartość różnicy pomiędzy dwoma liniami spektralnymi spełniająca zależność (2.18) wynosi:

$$\Delta L_g z_{max} \approx 0.75 \quad (2.20)$$

z tego wynika, zależność [20]:

$$\Delta L_g = \Delta\left(\frac{1}{\lambda}\right)_g = \frac{0.75}{z_{max}} \quad (2.21)$$

Podsumowując powyższe wyprowadzenia należy stwierdzić, że warunkiem dużej rozdzielczości spektralnej spektrometru fourierowskiego jest zmaksymalizowanie różnicy dróg optycznych w układzie.

2.2.2 Apodyzacja interferogramu

Transformata Fouriera obciętego interferogramu (Rysunek 2.3) wykazuje silne oscylacje. Jej boczne maksima mają znaczącą wartość, co utrudnia interpretację wyników pomiaru. Boczne linie, o dużym poziomie intensywności, mogą być interpretowane jako dodatkowe linie spektralne lub w znacznym stopniu przykryć linie o mniejszej intensywności. Redukcję wartości bocznych maksimów można uzyskać przeprowadzając dodatkową operację zwaną apodyzacją numeryczną interferogramu [21]–[24]. Polega ona na pomnożeniu interferogramu funkcją $A'(z)$. Funkcja ta powinna stopniowo zmniejszać swoją wartość wraz ze wzrostem $|z|$.

Operacja apodyzacji jest najczęściej operacją numeryczną, realizowaną na potrzeby analizy wyników. Funkcję apodyzującą możemy dobrać dowolnie w zależności od potrzeb. Kryterium decydującym o wyborze danej funkcji apodyzującej jest zależność zdolności rozdzielczej widma w stosunku do intensywności linii bocznych. Najczęściej stosowane są następujące funkcje apodyzacji: funkcja kosinusoidalna, trapezoidalna, gaussowska. W każdym przypadku pomnożenie interferogramu funkcją $A'(z)$, w dziedzinie spektralnej jest operacją splotu spektrum z transformatą Fouriera funkcji $A'(z)$. Z tego wynika, że operacja apodyzacji determinuje nam kształt funkcji aparaturowej (ILS). Najprostszą i zarazem najczęściej używaną funkcją apodyzacji jest funkcja trójkątna zdefiniowana w następujący sposób:

$$A'(z) = 1 - \frac{|z|}{z_{max}}, \text{ dla } z \in \langle -z_{max}, z_{max} \rangle \quad (2.22)$$

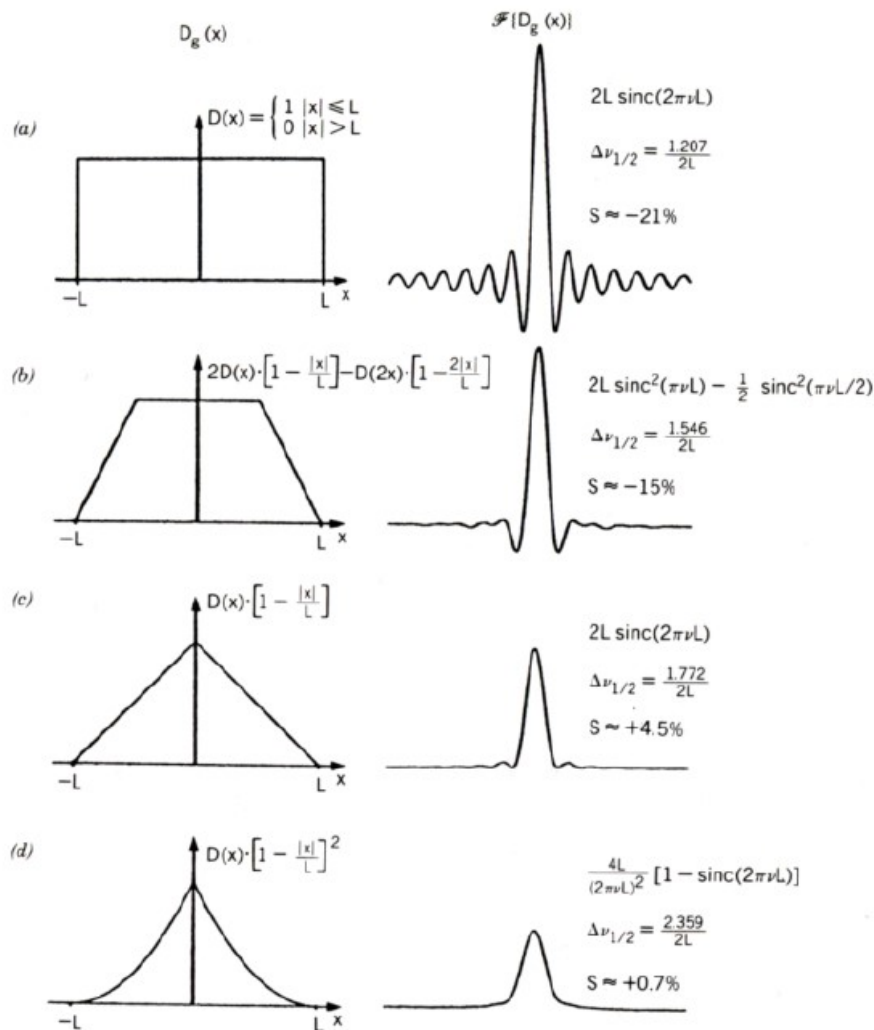
Dla tego rodzaju funkcji apodyzacji otrzymujemy:

$$a'(L, z_{max}) = \text{sinc}^2(\pi L z_{max}) \quad (2.23)$$

stosując kryterium Rayghleya mamy $\Delta L_g z_{max} = 1$ oraz [24]:

$$\Delta L_g = \Delta\left(\frac{1}{\lambda}\right)_g = \frac{1}{z_{max}} \quad (2.24)$$

Wzory (2.23) oraz (2.24) pokazują, że zastosowanie funkcji trójkątnej, jako funkcji apodyzacji powoduje zmniejszenie zdolności rozdzielczej sygnału oraz znaczną redukcję bocznych maksimum w stosunku do nie apodyzowanego interferogramu. Poniżej przedstawiono najczęściej stosowane funkcje apodyzacji [25].



Rysunek 2.5 Przykładowe funkcje apodyzacji: a) funkcja prostokątna, b) funkcja trapezowa, c) funkcja trójkątna, d) kwadrat funkcji trójkątnej. $\Delta\nu_{1/2}$ – szerokość głównego piku w połowie maksymalnej intensywności, S - procentowa moc listków bocznych w stosunku do mocy piku głównego [25].

Możemy zauważyć, że zastosowanie funkcji apodyzującej różnej od prostokątnej w każdym przypadku zmniejsza zdolność rozdzielczą oraz moc zawartą w listkach bocznych. W ogólności zdolność rozdzielczą w dziedzinie liczb falowych możemy zdefiniować jako:

$$\Delta L_g = \frac{q}{z_{max}} \quad (2.25)$$

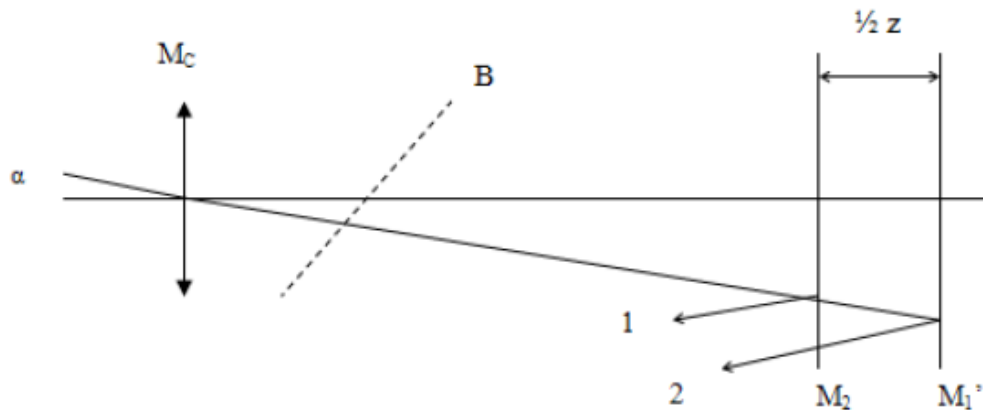
gdzie q jest parametrem, którego wartość zależy od wyboru kryterium rozdzielczości i postaci funkcji apodyzacji $A'(z)$. Niekiedy jako miarę zdolności rozdzielczej przyjmujemy niemianowany parametr [21]:

$$r_L = \frac{L}{\Delta L_g} = \frac{Lz_{max}}{q} \quad (2.26)$$

co pozwala nam uniknąć sprzeczności we wzorach: (2.24) i (2.21), gdzie miarą zwiększenia rozdzielczości jest zmniejszenie wartości ΔL_g .

2.2.3 Efekt rozbieżności wiązki w interferometrze Michelsona

Dotychczasowe rozważania dotyczyły interferometru Michelsona z punktowym źródłem, czyli układu, w którym promieniowanie propaguje się równoległe do osi optycznej. W rzeczywistości nie dysponujemy źródłem punktowym a promieniowanie propaguje się pod różnymi kątami α . Zjawisko to zostało przedstawione na Rysunek 2.6 na podstawie biegu promieni w układzie interferometru.



Rysunek 2.6 Bieg promieni w rzeczywistym interferometrze Michelsona.

Rozpatrując promień propagujący się pod kątem α do osi układu optycznego.

W płaszczyźnie detektora na skutek różnicy dróg optycznych Δz promieni 1 i 2, zamiast pola jednorodnego uzyskujemy pole prążkowe. Różnica dróg optycznych opisana jest wzorem:

$$\Delta z = z \cos(\alpha) \quad (2.27)$$

gdy $\alpha = 0$ (promień osiowy) wówczas:

$$\Delta z = z \quad (2.28)$$

Poniżej przedstawione są ograniczenia w rzeczywistym interferometrze Michelsona, wynikające ze skończonego wymiaru źródła oraz detektora.

W celu uproszczenia rozważań założmy początkowo, że rozpatrujemy promieniowanie monochromatyczne. Wówczas to korzystając z (2.1) oraz zakładając $I_1 = I_2 = I_0/2$ otrzymujemy wyrażenie [24]:

$$I(z, \alpha, L) = 2I_0(L)\cos^2(\pi Lz\cos\alpha) \quad (2.29)$$

Wymiar centralnej plamki wyznaczony jest przez położenie pierwszego ciemnego prążka przy maksymalnej intensywności na osi, a więc przez najmniejszy kąt α_p dla którego $I(z, \alpha_p, L) = 0$, gdy $I(z, 0, L) = 2I_0(L)$. Uwzględniając to założenie oraz równanie (2.29) kątowy wymiar centralnej plamki α_p musi spełniać warunek:

$$\pi Lz\cos(\alpha_p) = \pi Lz - \frac{\pi}{2} \quad (2.30)$$

Przyjmujemy, że dla małych kątów, $\cos\alpha = 1 - \frac{\alpha^2}{2}$ otrzymujemy:

$$2\alpha_p = 2\sqrt{\frac{1}{Lz}} \quad (2.31)$$

Z równania (2.31) wynika, że dla danej liczby falowej wymiar kątowy centralnej plamki zmniejsza się przy wzroście różnicy dróg optycznych między wiązkami. Zależność ta określa warunek na zapewnienie pożądanego kontrastu interferogramu:

$$2\alpha_D \leq 2\alpha_{pmin} \quad (2.32)$$

gdzie $2\alpha_D$ jest kątowym wymiarem detektora, tzn. kątem pod jakim widać detektor z osiowego punktu zwierciadła M_r (Rysunek 2.1), $2\alpha_{pmin} = 2\sqrt{\frac{1}{Lz_{max}}}$ - kątowy wymiar centralnej plamki dla maksymalnej różnicy dróg optycznych.

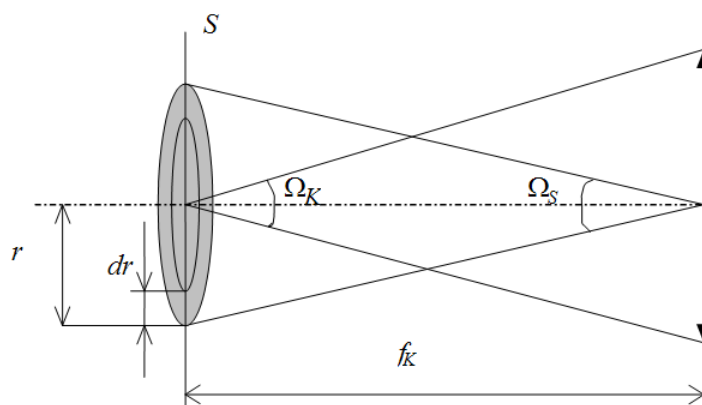
Jeśli spektrometr mierzy widmo z maksymalną wartością liczby falowej L oraz zawiera detektor o wymiarze kątowym $2\alpha_D$, to w celu uzyskania zadowalającego kontrastu, różnica dróg optycznych z nie może być większa od wartości:

$$z_{max} = \frac{1}{L\alpha_D^2} \quad (2.33)$$

W idealnym spektrometrze fourierowskim zdolność rozdzielcza zależy od maksymalnej różnicy dróg optycznych oraz funkcji apodyzującej. W rzeczywistym układzie spektrometru zdolność rozdzielcza jest również limitowana poprzez wymiary detektora:

$$\Delta L_g = qL\alpha_D^2 \quad (2.34)$$

Zależność (2.32) określa jedynie warunek konieczny uniknięcia spadku dynamiki interferogramu związanego z detekcją promieniowania spoza obszaru centralnej plamki. Jednak w obszarze centralnej plamki rozkład intensywności nie jest jednorodny [21]. Zatem powstający interferogram w płaszczyźnie detektora o stałej powierzchni powstaje przy rozmiarach centralnej plamki różnych dla kolejnych różnic dróg optycznych. Można wykazać, że lokalizacja odtwarzanej linii widmowej oraz jej intensywność obarczona jest błędem relacji między wymiarami detektora i minimalnym wymiarem kątowym centralnej plamki.



Rysunek 2.7 Geometria układu wejściowego spektrometru.

Rozpatrzmy układ optyczny spektrometru, w którym efektywnie wykorzystywany obszar źródła jest kołem widzianym z osiowego punktu kolimatora pod kątem bryłowym Ω_S (Rysunek 2.7).

$$d\Phi(L) = l(L)dL\Omega_k dA_S \quad (2.35)$$

gdzie:

Ω_k - kąt bryłowy pod jakim widać kolimator z osiowego punktu źródła,

$dA_S = 2\pi r dr$ - pole pierścienia,

$l(L)dL$ - spektralna luminancja energetyczna.

Z niezmiennika Lagrange'a - Helmholtza:

$$d\Phi(L) = l(L)dLA_k d\Omega_s \quad (2.36)$$

gdzie:

A_k - pole części roboczej kolimatora,

Ω_s - kąt bryłowy, pod jakim widać pierścień z osiowego punktu kolimatora.

Pełny strumień opisany jest zależnością:

$$\Phi(L) = l(L)dLA_k \Omega_s \quad (2.37)$$

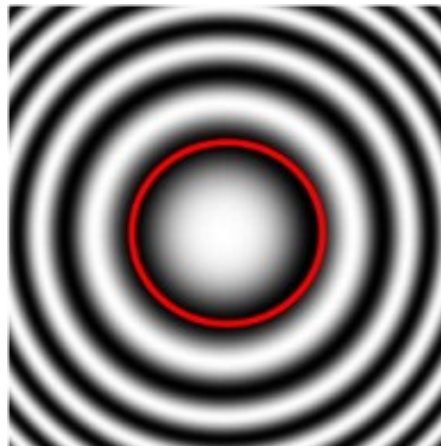
zatem:

$$d\Phi(L) = \Phi(L) \frac{d\Omega_s}{\Omega_s} \quad (2.38)$$

Zatem część interferogramu pochodząca od wiązek, których kąty nachylenia do osi optycznej zawierają się w przedziale od α do $\alpha + d\alpha$ korzystając z (2.38) i (2.27) można przedstawić [9]:

$$dI_R(z, \alpha) = \frac{d\Omega_s}{\Omega_s} \int_0^\infty [1 + \cos(2\pi Lz \cos\alpha)] dL \quad (2.39)$$

Pojawiający się pod całką czynnik zależny od kąta α unaocznia fakt, iż dla promieniowania propagującego się pod kątem do osi optycznej realizowana w interferometrze różnica dróg optycznych nie będzie równa „z” a „zcos α ”. Wynikiem tego jest pojawianie się w płaszczyźnie detektora obrazu interferencyjnego składającego się z współśrodkowych prążków jednakowego pochylenia.



Rysunek 2.8 Prążki jednakowego pochylenia w płaszczyźnie detektora.

Pełny interferogram jest iloczynem całki wyrażenia w granicach od 0 do α_s z funkcją $A(z)$, ponieważ:

$$\Omega = \int_0^{2\pi} d\Phi \int_0^\alpha \sin\alpha d\alpha = 2\pi(1 - \cos\alpha) \quad (2.40)$$

otrzymujemy:

$$I_R(z, \Omega_s) = A(z) \frac{1}{\Omega_s} \int_0^\infty I_0(L) \int_0^{\Omega_s} [1 + \cos(2\pi Lz - Lz\Omega)] d\Omega dL \quad (2.41)$$

po rozwiązaniu wewnętrznej całki:

$$I_R(z, \Omega_s) = A(z) \int_0^\infty I_0(L) dL + A(z) \int_0^\infty I_0(L) \operatorname{sinc}\left(\frac{\Omega_s Lz}{2}\right) \cos\left[2\pi Lz\left(1 - \frac{\Omega_s}{4\pi}\right)\right] dL \quad (2.42)$$

Dla promieniowania monochromatycznego o liczbie falowej L_0 zmienna część interferogramu ma postać [21]:

$$I_R(z, \Omega_s) = A(z) I_0(L_0) \operatorname{sinc}\left(\frac{\Omega_s Lz}{2}\right) \cos\left[2\pi Lz\left(1 - \frac{\Omega_s}{4\pi}\right)\right] \quad (2.43)$$

Błąd pomiaru wynikający z faktu, że efektywnie wykorzystywany obszar źródła promieniowania nie jest punktem, wprowadza następujące efekty:

- amplitudy składowych oscylacji interferogramu dla poszczególnych liczb falowych nie są stałe, lecz zmieniają się w funkcji różnicy dróg optycznych; innymi słowy interferogram otrzymany dla promieniowania monochromatycznego jest dodatkowo przemnożony przez dodatkową funkcję apodyzacji; funkcja ta określana jest w literaturze angielskojęzycznej jako funkcja apodyzacji własnej (ang. szelf - apodization); równocześnie należy nadmienić, iż kształt funkcji apodyzacji własnej zmienia się w zależności od liczby falowej.
- położenie linii spektralnej nie odpowiada liczbie falowej L a liczbie $L_M = L(1 - \Omega_s/4\pi)$; czyli w dziedzinie spektralnej rozważana linia spektralna o liczbie falowej L jest przesunięta w kierunku mniejszych liczb falowych o wartość: $\Omega_s/4\pi$.

Transformata Fouriera zmiennej części interferogramu pomnożonej przez funkcję apodyzacji $A'(z)$ ma postać:

$$I'_0(L) = \frac{1}{2} I_0(L_0) a'(L) \otimes \frac{2\pi}{\Omega_s L_0} D \frac{4\pi L}{\Omega_s L_0} \otimes [\delta(L_M + L) + \delta(L_M - L)]$$

(2.44)

gdzie:

D - funkcja prostokątna,

δ - delta diraca,

$a'(L) = \text{TF}^{-2\pi Lz}[A'(z)]$,

przy tym:

$$a_{\Omega}(L_M - L) = \frac{2\pi}{\Omega_S L_0} D \frac{4\pi L}{\Omega_S L_0} \otimes \delta(L_M + L)$$

(2.45)

a więc prostokąt o wysokości $\pi I_0(L_0) / (\Omega_S L_0)$ i szerokości $(\Omega_S L_0) / (2\pi)$, zlokalizowany w punkcie $L_M = L(1 - \Omega_S/4\pi)$, jest częścią funkcji aparaturowej odzwierciedlającej wpływ skończonych wymiarów efektywnie wykorzystywanego obszaru źródła (FOV – field of view).

Pełną postać funkcji aparaturowej (ILS – instrument line shape) możemy przedstawić:

$$a_S(L) = a_{\Omega}(L_M - L) \otimes a'(L)$$

(2.46)

Z analizy funkcji a_{Ω} wynika, że błąd pomiaru widma (błąd lokalizacji i określenia intensywności linii spektralnej) wzrasta wraz ze wzrostem kąтового wymiaru efektywnie wykorzystywanego obszaru źródła oraz zgodnie z (2.34) prowadzi do zmniejszenia zdolności rozdzielczej spektrometru. Należałoby zatem, tak dobrać wymiary detektora, aby jego kątowy wymiar był znacznie mniejszy od minimalnego kąтового wymiaru centralnej plamki, co prowadzi jednak do zmniejszenia ilości energii odbieranej przez detektor, a tym samym do zmniejszenia stosunku sygnał/szum. Dobór wielkości detektora musi być zatem pewnym kompromisem.

2.2.4 Rejestracja interferogramu i wpływ próbkowania na uzyskane widmo

Zmierzony interferogram nie jest funkcją ciągłą, lecz zbiorem dyskretnych wartości pomiarów. Sygnał detektora nie jest bowiem rejestrowany w sposób ciągły, lecz próbkowany w kolejnych pozycjach ruchomego zwierciadła M_1 . Zależność (2.10), opisującą zapisany interferogram należy zatem przedstawić w postaci:

$$R'_D = R(z)A(z) \prod_{\Delta z}(z)$$

(2.47)

gdzie $\prod_{\Delta z}(z)$ jest funkcją comb Diraca:

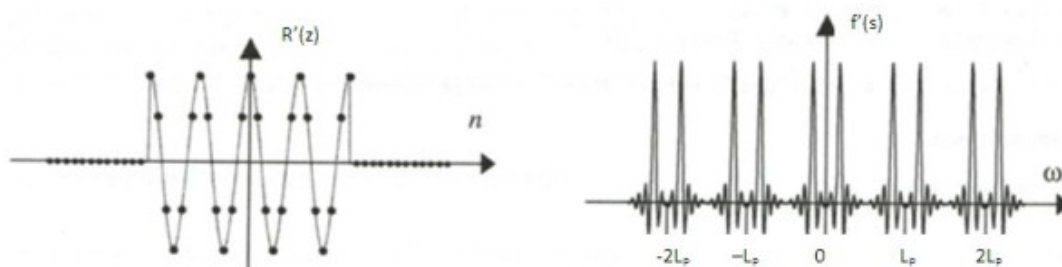
$$\prod_{\Delta z}(z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta(z - m\Delta z) \quad (2.48)$$

gdzie Δz jest odstępem pomiędzy sąsiednimi próbkami.

Zgodnie z wyprowadzonymi wcześniej zależnościami (2.10), (2.12) i (2.13) dokonując transformaty Fouriera uzyskujemy:

$$f'_s(L) = f'(L) \otimes a(L, z_{max}) \otimes \prod_{L_0}(L) \quad (2.49)$$

gdzie $L_0 = \frac{1}{\Delta z}$. Zgodnie z (2.49) wyznaczone widmo sygnału próbkowanego powtarza się w dziedzinie liczb falowych z okresem $L_0 = \frac{1}{\Delta z}$.



Rysunek 2.9 Sygnał cos oraz jego transformata Fouriera, dla gęstości próbkowania $\Delta z = 1/L_{max}$ [25].

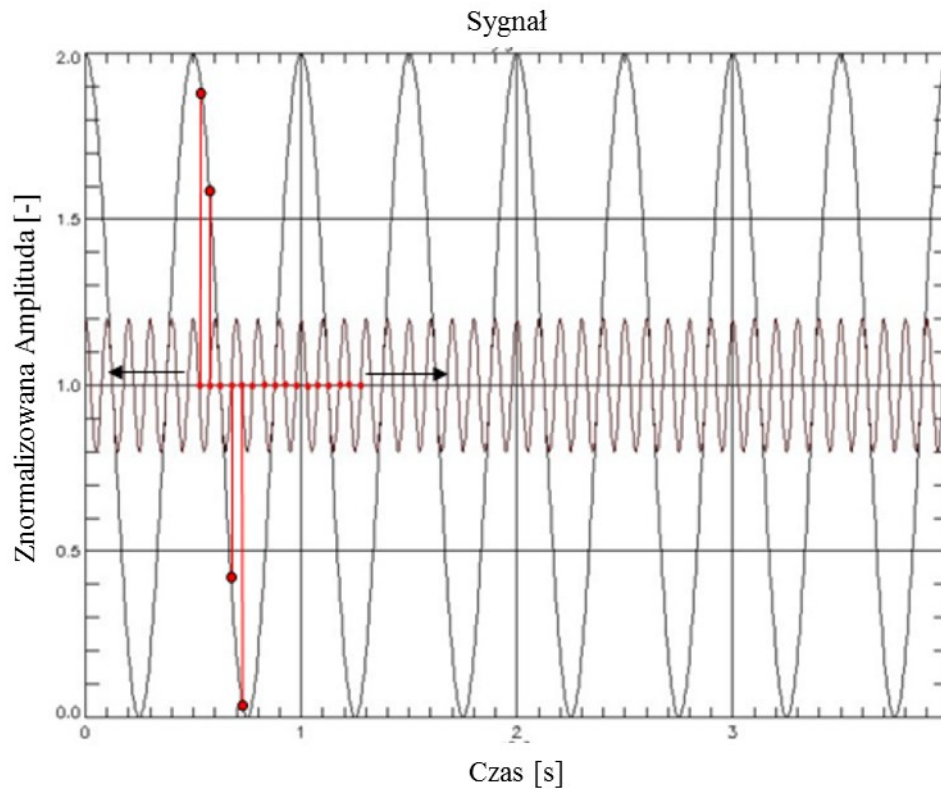
Gęstość próbkowania określana przez Δz powinna być na tyle duża, aby zapobiec nakładaniu się mierzonych rozkładów. Zgodnie z kryterium Nyquista zjawisko nakładania się widm (aliasing) nie wystąpi, jeżeli $L_{max} \leq L_0$. Zatem minimalna wartość kroku próbkowania Δz_{max} musi być większa od $1/2L_{max}$, Rysunek 2.9.

Zwykle Δz_{max} dobieramy tak, aby była nie większa niż $1/4L_{max}$. Z przedstawionych powyżej zależności wynika, że minimalna liczba punktów próbkowania nie może być mniejsza niż: $M_{min} = 2L_{max}z_{max}$. W przypadku niespełnienia powyższych założeń następuje zjawisko aliasingu co powoduje częściową lub całkowitą utratę niesionych informacji w dziedzinie liczb falowych.

W spektrometrze fourierowskim (tak jak wspomniano w 3.1), aby zapewnić stałą odległość próbkowania wykorzystane jest dodatkowe źródło laserowe $p(t)$ - Rysunek 2.2. Badany sygnał jest próbkowany co pół lub cały okres fali emitowanej przez wzorcowy laser.

Rysunek 2.10 obrazuje wykorzystanie źródła laserowego jako źródła próbkującego. Sygnał o wyższej częstotliwości to sygnał próbkujący (uzyskany z lasera), natomiast sygnał o mniejszej częstotliwości to przykładowy sygnał rejestrowany. Punkty próbkowania zaznaczone

są kropkami na rysunku poniżej. Sygnał referencyjny $p(t)$ w rzeczywistych układach spektrometrów fourierowskich narażony jest na szereg zniekształceń mających zwykle charakter błędów instrumentalnych. Proces odpowiedniego próbkowania oraz pojawiające się podczas niego błędy wywołane głównie wibracjami instrumentu i ich korekcja, są tematem tej pracy i będą opisane w rozdziale 4.



Rysunek 2.10 Idealnie próbkowany sygnał pomiarowy.

3 Analiza wpływu wibracji instrumentu na niedokładność pomiaru

3.1 Założenia wstępne

Zagadnienie wpływu drgań instrumentu na pomiar wykonywany spektrometrem fourierowskim jest tematem kilku publikacji. W monografiach jak i artykułach dotyczących zagadnień analizy i korekcji błędów instrumentalnych w spektrometrach fourierowskich poruszane są najczęściej tylko zagadnienia dotyczące błędów instrumentalnych związanych z niedokładnością technicznej realizacji spektrometru [13], [21], [24]–[28]. Analizy błędów wywołanych czynnikami zewnętrznymi, zwłaszcza wibracjami, opisane w literaturze są ogólne i mają zazwyczaj odniesienie do wyspecyfikowanego problemu [14], [17], [18].

W przestrzeni kosmicznej błędy powstałe na skutek wibracji wynikają z dwóch podstawowych przyczyn. Pierwsza związana jest z rozjustowaniem układów optycznych w czasie startu rakiety. Możemy wyróżnić tutaj:

- instrumentalne błędy fazowe, 3.2.1,
- błędy wynikające z pozaosiowego położenia detektora, 3.2.2,
- błędy związane z nieliniowym prowadzeniem cube-cornera, 3.2.3

Zniekształcenia tego rodzaju są zazwyczaj korygowane poprzez kalibrację instrumentu w przestrzeni kosmicznej. Wykonuje się ją zwykle poprzez ciało doskonale czarne („Black Body”) lub „Deep Space”, na podstawie ustalonych w warunkach laboratoryjnych algorytmów.

Druga grupa obejmuje błędy powstałe w czasie pracy spektrometru na orbicie i związana jest głównie z:

- pracą układów stabilizujących położenie satelity na orbicie,
- panelami słonecznymi, których orientacja względem Słońca może ulegać zmianie w czasie akwizycji danych.

W wyniku opisanych, w grupie drugiej, wymuszeń sygnał pomiarowy jest poddawany modulacji amplitudowo – fazowej. Generowane zniekształcenia sygnału rejestrowanego związane są głównie z drganiami układu próbującego (modulacja amplitudowa i fazowa źródła referencyjnego), drganiami zwierciadła i detektora (modulacja amplitudowa) oraz nieliniowością charakterystyki przenoszenia detektora (intermodulacja) [16]. W przypadku tego typu zniekształceń trzeba stosować podejście indywidualne, ponieważ w warunkach laboratoryjnych trudno jest przewidzieć potencjalne błędy wywołane przez wyszczególnione powyżej układy.

Analiza i korekcja wpływu błędów amplitudowo - fazowych wywołanych wibracjami przyrządu w spektrometrze fourierowskim na pomiar opierać się będzie na badaniu funkcji aparaturowej. Porównanie widm pojedynczej linii spektralnej uzyskanych dla układu bez błędów i obciążonego wspomnianymi błędami pozwala bowiem bezpośrednio wyznaczyć błędy lokalizacji i określenia intensywności.

Przedmiotem przeprowadzonych rozważań jest spektrometr fourierowski (Rysunek 2.1) analizujący punktowe i ciągłe źródło promieniowania. Analizę przeprowadzoną dla źródła punktowego można potraktować jako wstępny etap analizy i korekcji błędów wywołanych wibracjami.

W dalszej części pracy rozważania zostaną przeprowadzone na teoretycznych widmach ciągłych CO₂ oraz danych pozyskiwanych z Planetarnego Spektrometru Fourierowskiego misji Mars Express. Tak jak wspomniano we wstępie dane z Planetarnego Spektrometru Fourierowskiego obciążone są licznymi błędami pochodzącymi od drgań instrumentu i satelity.

Rozdział 3 zawiera analityczny opis błędów wynikających z działania wibracji na układ pomiarowy spektrometru fourierowskiego. Natomiast rozdział 5 stanowi rozwinięcie rozdziału 3 i zawiera analizę jakościową wpływu poszczególnych zniekształceń toru pomiarowego na sygnał wzorcowy (pojedyncza linia spektralna oraz widmo ciągłe). Przedstawiono także ocenę jakości wprowadzonych metod korekcji.

3.2 Analiza wpływu błędów instrumentalnych przyrządu na sygnał mierzony

3.2.1 Instrumentalne błędy fazowe

Instrumentalne błędy fazowe związane są z niedokładnością technicznej realizacji spektrometru oraz rejestracją sygnału. Mogą wystąpić w czasie startu rakiety na skutek powstałych wibracji. Błędy te mają charakter systematyczny.

Idealny interferogram rejestrowany przez spektrometr fourierowski opisany jest wzorem (2.6). W rzeczywistym układzie rejestrowany sygnał możemy zapisać:

$$R_F = C + \int_{-\infty}^{+\infty} f(L) \cos(2\pi LZ + \varphi(L)) dL \quad (3.1)$$

gdzie: $\varphi(L)$ jest błędem fazy.

W idealnym przypadku rejestrowany interferogram jest symetryczny i rzeczywisty w sensie zespolonym, $\varphi(L) = 0$. Czynniki $\varphi(L)$ w argumentach funkcji kosinus powoduje asymetryzację interferogramu wynikającą z jego niezerowej części urojonej.

Asymetryzacja interferogramu może być wynikiem następujących błędów:

- błędy pochodzące od elementów optyki oraz elektroniki w układzie spektrometru; przykładowo dzielnik wiązki wprowadza błąd fazy spowodowany dyspersją jego współczynnika załamania wskutek jego niezerowej grubości bądź w przypadku obecności dodatkowo kompensatora wiązki wykonanego z tego samego materiału, nierównością ich grubości; elementy elektroniczne także generują dyspersje fazową w zapisywanym sygnale.
- drugim rodzajem źródeł pojawiania się dodatkowego składnika fazowego jest fakt, że zarejestrowany interferogram jest zbiorem wartości intensywności a nie ciągłą funkcją; dlatego też, jeśli punkt interferogramu o maksymalnej wartości (przy zerowej różnicy dróg optycznych) byłby zlokalizowany pomiędzy położeniami ruchomego zwierciadła, dla których dokonywana jest rejestracja danych, to nie zostałby on próbkowany podczas zapisu.

W ogólnym przypadku błąd fazowy jest funkcją liczby falowej i może być wyrażony za pomocą wielomianu:

$$\varphi(L) = A + BL + CL^2 + \dots \quad (3.2)$$

W przypadku, kiedy wielomian (3.2) jest funkcją do drugiego rzędu, fazę możemy określić jako wolnozmienną w funkcji liczby falowej. Wówczas korekcja zniekształceń fazowych oparta jest na ogólnych metodach zaproponowanych przez Mertza i Formana [12], [29], [30] opisanych w rozdziale 5.1.

Wyższe rzędy nieliniowości zwykle związane są z dyspersją układu światło-dzielenia, wynikającą głównie z jego właściwości materiałowych. W tym przypadku korekcja zniekształceń opiera się na indywidualnym podejściu do rozpatrywanego instrumentu i związana jest z zastosowaniem odpowiednich układów kompensacyjnych w układzie interferometru [31].

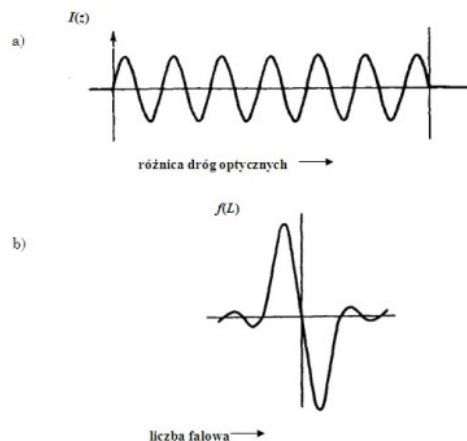
Punkt interferogramu, w którym wszystkie fale promieniowania źródła dodają się w fazie zwany jest punktem stacjonarnej fazy i odznacza się największą wartością amplitudy. Punkt stacjonarnej fazy występuje, gdy błąd fazy $\varphi(L)$ jest stały lub jest liniową funkcją liczby falowej

L. W przypadku, gdy w błędzie fazy obecne są wyższe rzędy rozwinięcia, nie istnieje punkt stacjonarnej fazy, a interferogram charakteryzuje silniejsza asymetria [24].

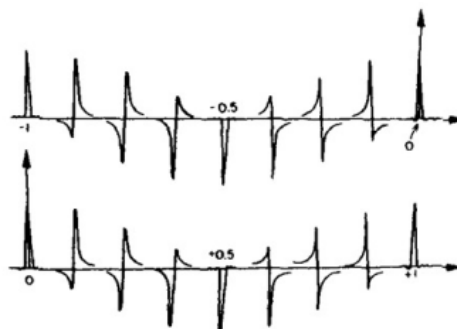
Wystąpienie błędu fazy podczas pomiaru objawia się w widmie jako:

- zmiana lokalizacji poszczególnych linii widmowych,
- błędy wyznaczania intensywności tych linii,
- zmiana kształtu funkcji aparaturowej, z czym wiąże się spadek zdolności rozdzielczej w stosunku do wartości teoretycznej dla danego układu spektrometru.

Analizując obciętą funkcję sinus (Rysunek 3.1) i związaną z nią funkcję ILS (Rysunek 3.2) oraz zakładając stałość błędu fazy wynikającego jedynie z błędu próbkowania $\varphi(L)$, definiujemy parametr zwany przesunięciem fazowym, jako stosunek błędu próbkowania do mierzonej długości fali λ . Możemy, wtedy prześledzić zmiany ILS w funkcji przemieszczenia fazowego zmieniającego się od -1 do 1 (i odpowiednio błędowi fazy $\varphi(L)$ zmieniającego się od -2π do 2π), co zostało przedstawione na (Rysunek 3.2). Można zauważyć, że gdy przemieszczenie fazowe wynosi 0 interferogram jest funkcją kosinus, a gdy parametr ten równa się 0.25 funkcją sinus (Rysunek 3.2).



Rysunek 3.1 interferogram w postaci funkcji sinus (b) wynik dokonania kosinusowej transformaty Fouriera na tym interferogramie [21].



Rysunek 3.2 Zmiana kształtu funkcji aparaturowej ILS wraz ze zmianą parametru jakim jest przesunięcie fazowe od -1 do $+1$ [21].

3.2.2 Wpływ pozaosiowego położenia detektora na rejestrowany sygnał

Na skutek wibracji instrumentu, w czasie startu rakiety, w spektrometrze fourierowskim może wystąpić efekt pozaosiowego przesunięcia detektora w stosunku do osi optycznej interferometru.

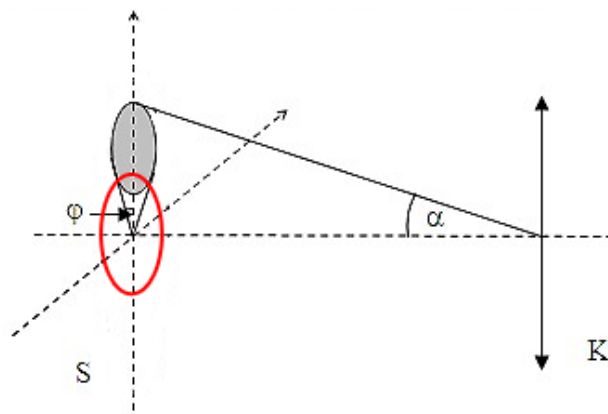
Załóżmy, że rozważamy układ spektrometru fourierowskiego z pozaosiowym położeniem detektora, a wymiary detektora są równe lub mniejsze od wymiarów skolimowanego źródła promieniowania (Rysunek 3.3). Takie położenie detektora w spektrometrze fourierowskim powoduje, że rejestruje on promieniowanie z tej części źródła, która nie jest symetryczna względem osi optycznej (Rysunek 3.3). W tym przypadku kąt bryłowy, z którego propaguje się promieniowanie jest zmienną dwóch kątów: kąta α zawartego pomiędzy osią optyczną i kierunkiem propagacji oraz kąta biegunowego φ . Z tego względu całkowanie wyrażenia opisującego powstający interferogram nie odbywa się po kacie bryłowym, a po każdej ze współrzędnych (α, φ) . Warty zauważenia jest również fakt, że jeżeli pole widzenia spektrometru jest znacznie większe od wielkości detektora, jego decentracje nie spowodują wyraźnego odcięcia intensywności promieniowania docierającego do detektora. Interferogram dla promieniowania docierającego do spektrometru ze źródła rozciągniętego, jest przedstawiony za pomocą równania (2.41). W celu uproszczenia rozważań przyjęto promieniowanie monochromatyczne oraz pominięto apodyzację interferogramu. Uzmienniono również czynnik $I_0(L)$ od α i φ (Rysunek 3.3), wtedy transformata Fouriera (2.41) wynosi:

$$I_R(z, \Omega_S) = TF^{-2\pi Lz} \int_0^{\Omega_S} I_0(\alpha, \varphi, L)[1 + \cos(2\pi L_0 z \cos \alpha)] d\Omega \quad (3.3)$$

gdzie:

$$\Omega = 2\pi(1 - \cos \alpha),$$

Ω_S - kąt bryłowy, pod jakim widać źródło z osiowego punktu kolimatora,



Rysunek 3.3 Układ wejściowy spektrometru z pozaosiowym położeniem detektora.

Po pominięciu wyrażen reprezentujących składową stałą, wyrażenie na widmo ma postać:

$$I_R(z, \Omega_S) = \int_0^{\Omega_S} I_0(\alpha, \varphi, L) TF^{-2\pi LZ} [1 + \cos(2\pi L_0 z \cos \alpha)] d\Omega \quad (3.4)$$

co w dalszej kolejności daje:

$$I_R(z, \Omega_S) = \int_0^{\Omega_S} I_0(\alpha, \varphi, L) \delta(\zeta - L) \delta(\zeta + L) d\Omega \quad (3.5)$$

gdzie:

$$\zeta = L_0 \cos \alpha.$$

Stosując podstawienie: $d\Omega = \sin \alpha d\omega d\alpha$, otrzymujemy:

$$I_R(z, \Omega_S) = \int_{\alpha_{min}}^{\alpha_{max}} \int_{\Omega_D(\alpha)} I_0(\alpha, \varphi, L) (\zeta - L) \delta(\zeta + L) \sin \alpha d\Omega d\alpha \quad (3.6)$$

a następnie:

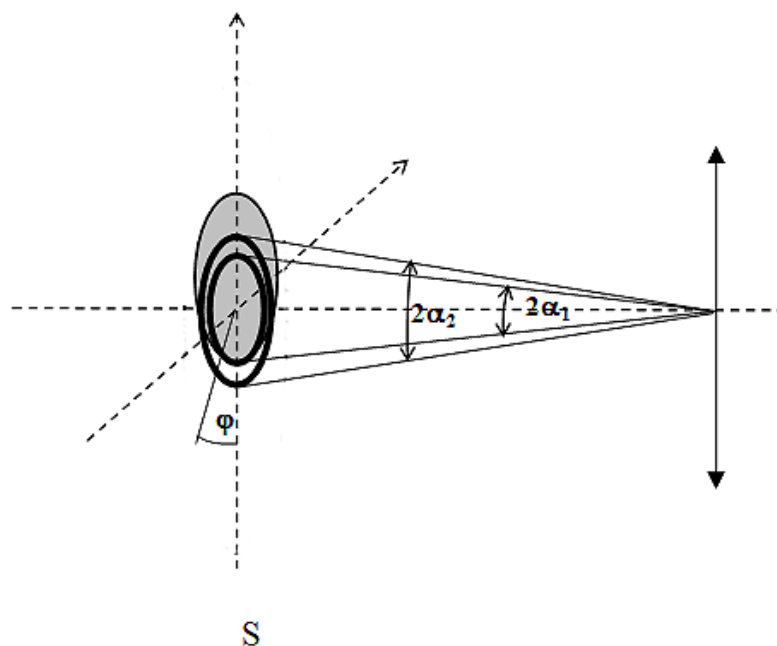
$$I_R(z, \Omega_S) = \int_{L_0 \cos \alpha_{min}}^{L_0 \cos \alpha_{max}} \int_{\omega_D(\arccos(\frac{\zeta}{L_0}))} I_0(\arccos(\frac{\zeta}{L_0}), \varphi, L) \delta(\zeta - L) \delta(\zeta + L) \alpha d\omega d\alpha \quad (3.7)$$

Ostatecznie otrzymujemy:

$$I_R(z, \Omega_S) = \int_{\omega_D(\alpha)} I_0(\alpha, \varphi, L) |_{\alpha=\arccos(\frac{L}{L_0})} \quad (3.8)$$

Powyższy wzór przedstawia zależność na funkcje kształtu linii instrumentalnej (ILS). Jest ona 'rozciągnięta' w dziedzinie liczb falowych a charakter tego zniekształcenia zależy od kątów propagacji α i φ . Wartość kąta α jest bezpośrednio powiązana z położeniem linii spektralnej. Tak więc na przykład dla promieniowania propagującego się pod kątem α względem osi optycznej, linia spektralna będzie znajdować się w położeniu ζ , gdzie L_0 to liczba falowa otrzymana dla promieniowania propagującego się poosiowo tzn., gdy $\alpha = 0$. Kąt biegunowy φ określa natomiast udział w dziedzinie widma poszczególnej składowej $L = \zeta$, odpowiadającej stałemu kątowi α_p [31].

Rysunek 3.4 przedstawia poglądowe wytłumaczenie tego zjawiska. Źródło promieniowania usytuowane nieosiowo jest zaznaczone ciemniejszym kolorem.



Rysunek 3.4 Układ wejściowy spektrometru z decentrowanym źródłem.

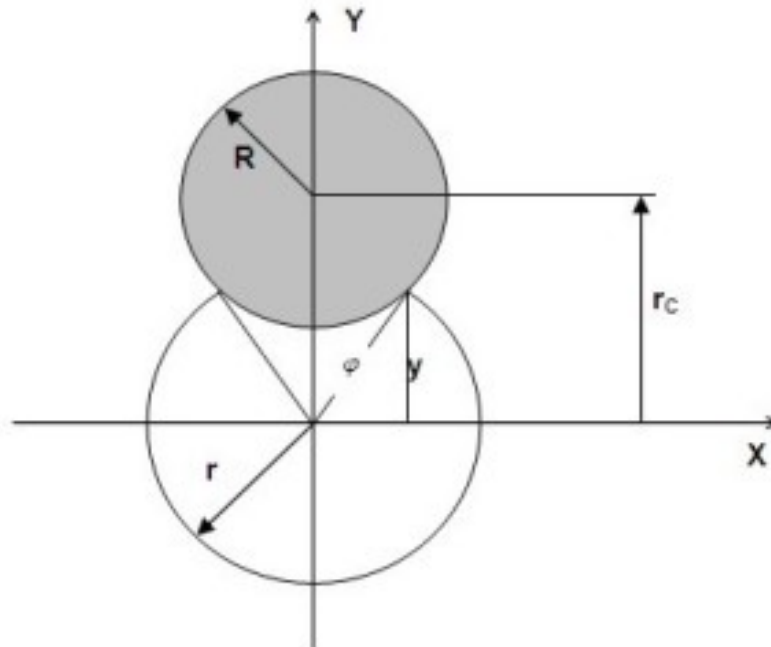
Pierścień widoczny pod kątem α_1 zawiera się całkowicie w polu rozpatrywanego, z decentrowanego źródła i dla niego zmienność kąta α przebiega od 0 do 2π . Natomiast pierścień widziany pod kątem α_2 nie zawiera się całkowicie w rozpatrywanym polu i z tego względu dla tego przypadku kat φ nie przyjmuje wszystkich możliwych wartości. W dziedzinie widma ten efekt objawia się tym, iż udział poszczególnych składowych $L = \zeta$ nie będzie równomierny. Przypomnijmy, że dla analizowanego w poprzednim rozdziale przypadku centrycznie usytuowanego źródła o skończonych wymiarach udział poszczególnych składowych ζ był równomierny, co wynikało z tego, że w dziedzinie widma kształt funkcji kształtu linii instrumentalnej był prostokątny. W przypadku źródła z decentrowanego kształt tej funkcji będzie bardziej złożony.

Dzięki znajomości parametrów układu wejściowego spektrometru oraz układu ogniskującego promieniowania na detektorze (układ wejściowy i ogniskujący tworzy układ złożony o powiększeniu poprzecznym $\frac{f_2}{f_1}$, f_2 i f_1 - ogniskowa obrazowa i przedmiotowa układu) możliwe jest powiązanie usytuowania źródła z usytuowaniem detektora. Tak więc możliwe jest określenie kąтового rozkładu intensywności promieniowania w płaszczyźnie detektora i powiązanie go z kształtem funkcji kształtu linii instrumentalnej.

Poniżej przedstawiono kształtowanie się funkcji ILS dla przypadku detektora okrągłego i prostokątnego.

Przypadek detektora okrągłego.

Geometria układu z przemieszczonym w płaszczyźnie X, Y detektorem przedstawiona jest na Rysunek 3.5. Detektor o promieniu R jest przesunięty względem osi optycznej o wartość r_c . Z uwagi na symetrię kołową przedstawionego przypadku, aby uprościć rozważania uwzględnia się jedynie przesunięcie wzdłuż osi Y. Jak zostało pokazane wcześniej do wyznaczenia funkcji aparaturowej niezbędne jest powiązanie położenia detektora z kątem biegunowym φ . Dla przypadku detektora leżącego idealnie na osi optycznej kat biegunowy φ jest równy 2π . Dla innych położzeń należy wyznaczyć



Rysunek 3.5 Geometria układu z przemieszczonym detektorem okrągłym.

wartość kąta 2φ z zależności:

$$2\varphi = \arccos \frac{y}{r} \quad (3.9)$$

r - współrzędna promieniowa oświetlanej powierzchni w płaszczyźnie interferencji, pozycja $r = 0$ odpowiada położeniu osiowemu (tzn. promienie propagują się równolegle do osi optycznej). Znormalizowana funkcja aparaturowa dla detektora okrągłego, uwzględniająca jego przesunięcie w płaszczyźnie ogniskowej ma postać [28]:

$$I_n = \frac{2\varphi}{2\pi} = \frac{1}{\pi} \arccos\left(\frac{y}{r}\right) \quad (3.10)$$

Współrzędna y jest wyznaczana poprzez odnalezienie punktu przecięcia dwóch okręgów:

$$x^2 + (y - r_c)^2 = R^2 \quad (3.11)$$

$$x^2 + y^2 = R^2 \quad (3.12)$$

$$y = \frac{r_c^2 + r^2 - R^2}{2r_c} \quad (3.13)$$

Stąd otrzymujemy:

$$I_n = \frac{2\varphi}{2\pi} = \frac{1}{\pi} \arccos\left(\frac{r_c^2 + r^2 - R^2}{2r_c}\right) \quad (3.14)$$

Aby powiązać wartość promienia wodzącego w płaszczyźnie detektora z częstotliwością w widmie stosuje się następujące zależności:

$$r = ftg\alpha; L = L_0 \cos\alpha; tg\alpha = \frac{\cos\alpha}{\sqrt{1 - 3\cos^2\alpha}} \quad (3.15)$$

gdzie: f - ogniskowa zwierciadła wyjściowego (ogniskującego) spektrometru.

$$L = \frac{L_0}{\sqrt{\left(1 + \frac{r^2}{f^2}\right)}} \quad (3.16)$$

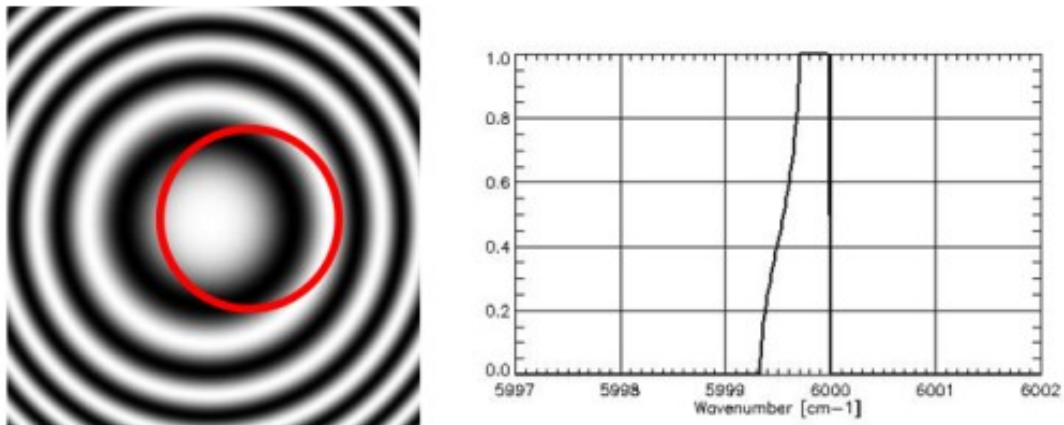
Ostatecznie funkcja opisująca kształt unormowanej funkcji aparaturowej ma postać:

$$I_n = \frac{1}{\pi} \arccos\left(\frac{r_c^2 + f\left[\left(\frac{L_0}{L}\right)^2 - 1\right] - R^2}{2r_c f \sqrt{\left[\left(\frac{L_0}{L}\right)^2 - 1\right]}}\right) \quad (3.17)$$

Funkcja kształtu linii instrumentalnej w przypadku nie przemieszczonego detektora okrągłego jest funkcją prostokątną, gdyż jest to przypadek, w którym mamy do czynienia tylko z efektem aperturowym. Detektor rozciągliwy detekuje promieniowanie propagujące się pod

różnymi kątami do osi optycznej. Zależność wiążąca wymiar detektora R położonego poosiowo z maksymalną wartością kąta propagacji wiązki α jest następująca: $\alpha = \arctg\left(\frac{R}{f}\right)$.

Poniższe rysunki pokazują poglądowe uzasadnienie wyżej przeprowadzonych rozważań. Na lewym rysunek (Rysunek 3.6) pokazany jest pozaosiowo usytuowany detektor na tle obrazu prążków jednakowego nachylenia, powstających w przypadku badania źródła rozciągniętego. Na rysunku po prawej stronie widać funkcje FOV o nierównomiernym rozkładzie poszczególnych promieni, spowodowanym decentralizacją detektora (stąd też wynika spadek intensywności funkcji dla długości fali poniżej określonej wartości).



Rysunek 3.6 Pozaosiowo usytuowany detektor (rysunek lewy) oraz odpowiadająca temu przesunięciu funkcja FOV (rysunek prawy).

Przypadek detektora prostokątnego.

Schematy pomocne przy wyznaczaniu składowej funkcji aparaturowej (ILS) dla przypadku nieosiowo usytuowanego detektora prostokątnego przedstawione są na Rysunek 3.7.

Środek detektora o wymiarach $2A \times 2B$ leży w punkcie x_c, y_c . Podobnie jak w przypadku detektora okrągłego wyznaczana jest unormowana funkcja kształtu linii instrumentalnej, której wartość zależy od kąta biegunowego φ .

Cztery wierzchołki detektora zdefiniowane są w zależności od promienia wodzącego w płaszczyźnie obrazu następująco:

$$r_{min} = [(r_c - A)^2 + (y_c - B)^2] \quad (3.18)$$

$$r_{c1} = [(r_c - A)^2 + (y_c - B)^2] \quad (3.19)$$

$$r_{c2} = [(r_c - A)^2 + (y_c - B)^2] \quad (3.20)$$

$$r_{max} = [(r_c - A)^2 + (y_c - B)^2] \quad (3.21)$$

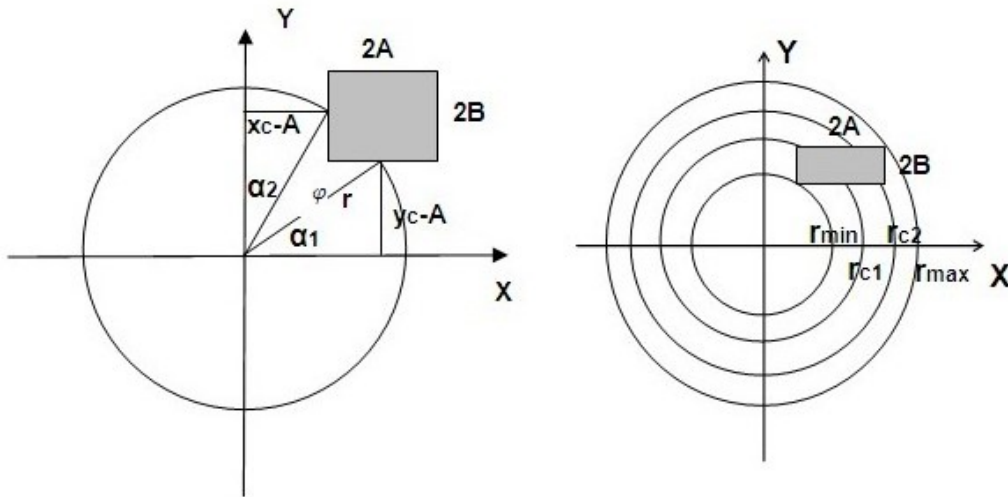
Dla $r_{min} < 0$ detektor rejestruje promieniowanie z całego zakresu kąтового, $\varphi \in (0, 2\pi)$, natomiast dla: $r_{min} > 0$ żadne promieniowanie nie jest rejestrowane przez detektor.

Przykładowo kat φ dla promienia wodzącego $r_{min} < r < r_{max}$ definiowany jest następująco:

$$\varphi = \frac{\pi}{2} - \alpha_1 - \alpha_2 = \frac{\pi}{2} - \arccos \frac{y_c - B}{r} - \arccos \frac{x_c - A}{r} \quad (3.22)$$

Odpowiadająca mu unormowana funkcja kształtu linii instrumentalnej:

$$I_n = \frac{2\varphi}{2\pi} = \frac{1}{4} - \frac{1}{2\pi} \arccos \frac{y_c - B}{r} - \frac{1}{2\pi} \arccos \frac{x_c - A}{r} \quad (3.23)$$



Rysunek 3.7 Geometria układu z pozaosiowym detektorem prostokątnym.

Całkowite wyrażenie na unormowaną funkcję kształtu linii instrumentalnej można przedstawić następująco:

dla:

$$L < \frac{L_0}{\sqrt{1 + \frac{r_{min}^2}{f^2}}}, I_0 = 0 \quad (3.24)$$

dla:

$$\frac{L_0}{\sqrt{1 + \frac{r_{min}^2}{f^2}}} < L < \frac{L_0}{\sqrt{1 + \frac{r_{c1}^2}{f^2}}}, I_n = \frac{2\varphi}{2\pi} = \frac{1}{4} - \frac{1}{2\pi} \arccos \frac{y_c - B}{r} - \frac{1}{2\pi} \arccos \frac{x_c - A}{r} \quad (3.25)$$

dla:

$$\frac{L_0}{\sqrt{1 + \frac{r_{c1}^2}{f^2}}} < L < \frac{L_0}{\sqrt{1 + \frac{r_{c2}^2}{f^2}}}, I_n = \frac{2\varphi}{2\pi} = \frac{1}{4} - \frac{1}{2\pi} \arccos \frac{y_c - B}{r} - \frac{1}{2\pi} \arccos \frac{y_c + B}{r} \quad (3.26)$$

dla:

$$\frac{L_0}{\sqrt{1 + \frac{r_{c2}^2}{f^2}}} < L < \frac{L_0}{\sqrt{1 + \frac{r_{max}^2}{f^2}}}, I_n = \frac{2\varphi}{2\pi} = \frac{1}{4} - \frac{1}{2\pi} \arccos \frac{x_c + A}{r} - \frac{1}{2\pi} \arccos \frac{y_c + B}{r} \quad (3.27)$$

Powyższe zależności są słuszne tylko wtedy, gdy oś optyczna nie leży w środku detektora. W przypadku, gdy ten warunek nie jest spełniony należy prostokąt odpowiadający powierzchni detektora podzielić na cztery prostokąty składowe i zsumować otrzymane wyniki.

Powyższe rozważanie nie uwzględniają spadku intensywności i zmiany kształtu funkcji aparaturowej związanych ze zmniejszaniem się oświetlanej powierzchni detektora. Uwzględniana jest jedynie detekcja promieniowania monochromatycznego biegnącego pod różnymi kątami w spektrometrze (posiadającego zmienną różnicę dróg optycznych). Kształt funkcji aparaturowej oprócz wartości decentracji zależy także od centralnej liczby falowej oraz ogniskowej zwierciadła wyjściowego.

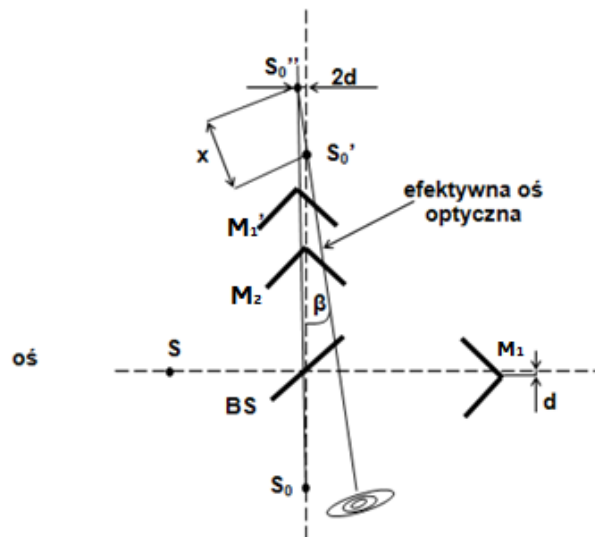
Jak wspomniano we wstępie zniekształcenia tego typu są korygowane wykorzystując kalibrację instrumentu („Deep Space”, „Black Body”).

3.2.3 Zniekształcenie linii widmowej wprowadzane przez nieliniowe prowadzenie cube – cornera

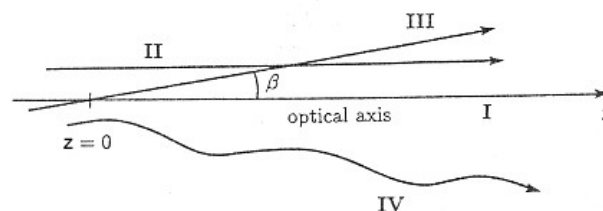
Na skutek wibracji instrumentu oś optyczna interferometru (Rysunek 3.8) może przemieścić się względem osi ruchu zwierciadła M_1 .

W rozdziale tym rozważono układ interferometru przedstawiony na Rysunek 3.8. Oś przemieszczenia zwierciadła M_1 przesunięta jest względem osi optycznej układu o odległość d . W przypadku ruchu cube - cornera pojawiają się dwa wtórne źródła S_0' S_0'' , które są obrazami S_0 danymi odpowiednio przez M_2 i M_1 . Efektywną osią optyczną spektrometru jest więc prosta przecinająca punkty S_0' S_0'' i nachylona do idealnej osi optycznej o kąt β .

W praktyce ruch zwierciadła ruchomego M_1 nie odbywa się wzdłuż osi optycznej układu. Na Rysunek 3.9 przedstawiono przypuszczalne ścieżki ruchu cube - cornera.



Rysunek 3.8 Układ optyczny spektrometru z niesiowym przesuwem cube – cornera.



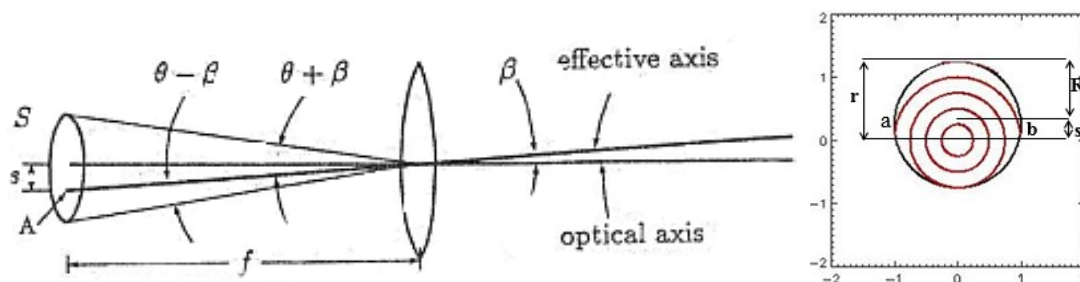
Rysunek 3.9 Prawdopodobne ścieżki ruchu cube - cornera M_1 .

Jeśli zwierciadło porusza się zgodnie z przypadkiem II, tzn. istnieje stały dystans między osią optyczną a osią zwierciadła, wówczas to modulacja funkcji ILS jest najmniejsza dla zerowej różnicy dróg optycznych. Efekt ten jest szerzej opisany w pozycji [31].

W praktyce jednak częściej mamy do czynienia z przypadkiem III i IV (Rysunek 3.9).

Dalsze analizy obejmują przypadek, gdy zwierciadło jest justowane dla zerowej różnicy dróg optycznych i podczas ruchu kąt β pomiędzy osią optyczną spektrometru i osią cube - cornera jest stały.

Efekt aperturowy w idealnym spektrometrze powoduje, że zniekształcenie linii widmowej (FOV) ma kształt prostokąta o szerokości: $\Delta L = L_0 \Omega / 2\pi$.



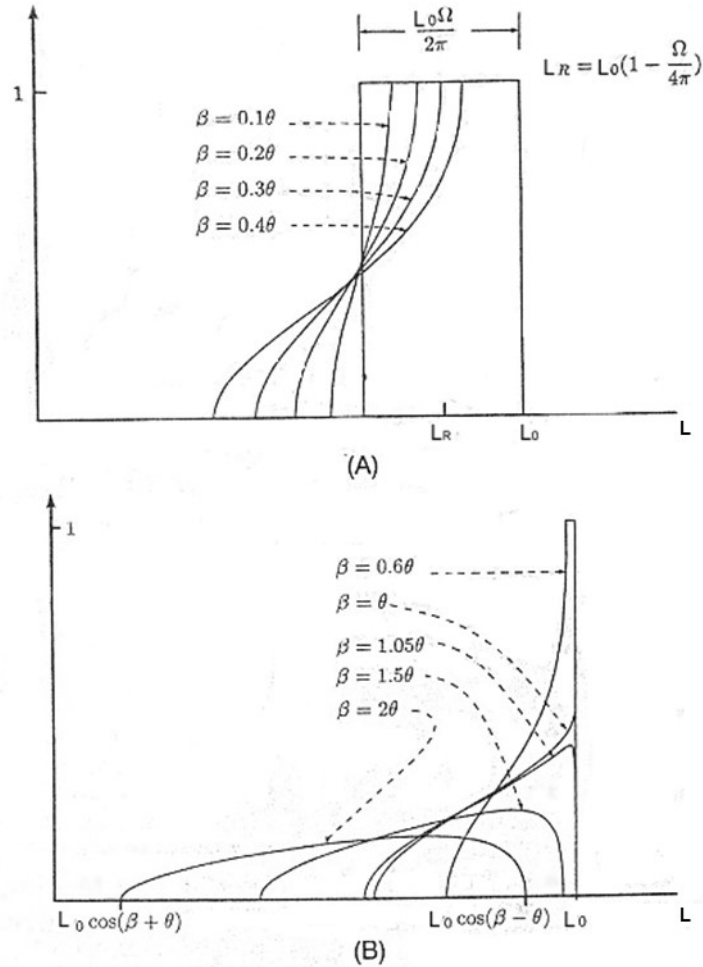
Rysunek 3.10 Źródła zniekształcenia linii widmowej spowodowane efektem aperturowym w spektrometrze z nieprostoliniowym przesuwem cube – cornera.

Rozważany tu efekt jest analogiczny do efektu aperturowego (kąt pola widzenia $\theta = (\Omega / 4\pi)^{0.5}$, z tym, że przemieszczanie się cube - cornera po prostej nachylonej pod kątem β do osi optycznej powoduje równoczesną zmianę całkowitego kąta pola widzenia w granicach od 0 poprzez $\theta - \beta$ do $\theta + \beta$. Ze względu na to, że dla poszczególnych kątów pola widzenia udział promieniowania nie jest równomierny zniekształcenie linii widmowej ma charakter asymetryczny.

Czynnik, który ma decydujący wpływ na kształt linii widmowej to wzajemna relacja pomiędzy kątem θ i β . Na Rysunek 3.11 zostały przedstawione kształty linii widmowej (FOV) dla dwóch przypadków: $\theta > \beta$ i $\theta < \beta$.

Intensywność każdej linii dla liczby falowej $L = L_0 \cos \alpha$ jest proporcjonalna do stosunku długości łuku ab oraz obwodu okręgu $2\pi fa$ (Rysunek 3.10). Wówczas kształt linii możemy opisać jako:

$$TF[I(\alpha)] = 1, \beta < \theta, \alpha \leq \theta - \beta \tag{3.28}$$



Rysunek 3.11 Przykładowy charakter zniekształcenia linii widmowej. Przypadek $\theta > \beta$ (a) oraz $\theta < \beta$ (b).

$$TF[I(\alpha)] = \frac{1}{\pi} \arccos\left(\frac{\alpha^2 + \beta^2 - \theta^2}{2\alpha\beta}\right), \alpha \in (|\theta - \beta|, \theta + \beta) \quad (3.29)$$

$$TF[I(\alpha)] = 0, \text{ w pozostałych przypadkach} \quad (3.30)$$

gdzie:

$$\alpha = r/f = \arccos(L/L_0), \theta = R/f, \beta = s/f.$$

Z powyższych zależności wynika, że funkcja FOV i ILS jest antysymetryczna, z tym, że w kierunku niższych liczb falowych to zniekształcenie jest silniejsze w stosunku do wyższych liczb falowych. Możemy również zauważyć, że krawędź funkcji FOV odpowiadająca L_0 jest niezniekształcona, jeśli $\beta < \theta$. Natomiast, gdy $\beta \gg \theta$ wówczas funkcja FOV przyjmuje kształt elipsoidy (Rysunek 3.11).

Funkcja opisująca charakter zniekształcenia linii widmowej (FOV) ostatecznie ma postać:

$$J_n = \frac{1}{\pi} \arccos \frac{\alpha^2 + \beta^2 - \theta^2}{2\alpha\beta} \quad (3.31)$$

gdzie:

r - odległość zwierciadła od krawędzi detektora,

s - odległość zwierciadła od osi optycznej w czasie ruchu (dla $z=0$, $s=0$),

R - promień powierzchni czynnej detektora.

Przesunięcie poprzeczne cube - cornera względem osi optycznej powoduje wzrost modulacji interferogramu dla zerowej różnicy dróg optycznych. Ta modulacja dana jest wzorem:

$$m(0) = \frac{2J_1(q)}{q} \quad (3.32)$$

gdzie:

$$q = 4\pi L_0 d(0) \theta \approx 4\pi L_0 d(0) \sqrt{\frac{\Omega}{\pi}} \quad (3.33)$$

Stąd maksymalne dopuszczalne przemieszczenie poprzeczne dla $z = 0$ wynosi:

$$d(0) < \frac{1}{8\pi\sqrt{\Delta L L_0}} \quad (3.34)$$

W przypadku, gdy: $\beta > 0$ położenie linii spektralnej, definiowanej jako środek ciężkości linii spektralnej, jest przesunięte w kierunku mniejszych liczb falowych. W praktyce kąt β powinien być na tyle mały, aby spowodowane przez niego przesunięcie pozycji linii widmowej nie było większe niż poziom szumu [32].

Prowadzi to do warunku:

$$\beta < \frac{\theta}{\sqrt{\frac{S}{N}}} \quad (3.35)$$

gdzie: $\theta = (\Omega/4\pi)^{1/2}$.

Dalsza analiza wpływu nieliniowego prowadzenia cube – cornera na funkcję FOV i pośrednio ILS przeprowadzona jest w paragrafie 5.3.

3.3 Analiza wpływu zniekształceń sygnału referencyjnego na sygnał mierzony wywołane drganiami przyrządu w czasie pomiaru

W rozdziale tym zostaną omówione błędy pojawiające się w interferogramie na wskutek zniekształceń sygnału referencyjnego $p(t)$, tj. związane z jego modulacją amplitudową i fazową.

W spektrometrze Fouriera różnica dróg optycznych jest realizowana poprzez ruch zwierciadła M_1 (Rysunek 2.1). Aby zapewnić stałą odległość próbkowania wykorzystane jest dodatkowe źródło laserowe $p(t)$ (Rysunek 2.2). Badany sygnał jest próbkowany co pół lub cały okres fali emitowanej przez wzorcowy laser - sygnał monochromatyczny.

3.3.1 Analiza wpływu niejednorodności ruchu stolika na sygnał mierzony

Niepewność wyznaczenia liczby falowej badanego promieniowania zależy głównie od prędkości przesuwu zwierciadła M_1 oraz częstotliwości próbkowania.

W podpunkcie tym rozważono istotę błędów generowanych przez nieliniowy ruch zwierciadła ruchomego M_1 (Rysunek 2.1). Tak jak wspomniano (2.1) istotną przyczyną nieliniowości ruchu zwierciadła jest opóźnienie lub brak korelacji pomiędzy torem referencyjnym a torem sygnału. Istnienie toru referencyjnego oznacza próbkowanie w równych odstępach przemieszczeń zwierciadła. Przy zmiennej prędkości zwierciadła przemieszczenia określone przez prążki referencyjne nie odpowiadają danym badanego sygnału w danej chwili czasowej.

Zniekształcenia sygnału mierzonego generowane poprzez zmienną prędkość próbkowania (przemieszczania zwierciadła) mogą mieć charakter losowy oraz deterministyczny. W punkcie tym skupię się głównie na rozpatrzeniu deterministycznych zmian sygnału referencyjnego ze szczególnym zwróceniem uwagi na sinusoidalne błędy prędkości ruchu stolika.

Informacje na temat błędów próbkowania mających charakter losowy są wyczerpująco opisane w literaturze [33]–[37] i ze względu na to, że metody ich korekcji nie stwarzają na ogół zbyt trudności (błędy te są zazwyczaj usuwane poprzez uśrednianie rejestrowanych interferogramów).

Harmoniczne błędy prędkości ruchu stolika

Harmoniczne błędy prędkości ruchu silnika mogą być opisane w funkcji różnicy dróg:

$$\xi(z) = \xi_0 \cos(2\pi L_\xi(z - z_0)) \quad (3.36)$$

lub w funkcji czasu:

$$\xi(t) = \xi_0 \cos(f_m t) \quad (3.37)$$

gdzie:

L_ξ - zmodulowana liczba falowa,

ξ_0 - prędkość nominalna,

f_m - częstotliwość modulacji,

t - czas pomiaru.

Z tej zależności (3.37) możemy wyznaczyć wartość błędu różnicy dróg optycznych:

$$\Delta z(t) = \frac{\xi_0}{2\pi f_m} \cos(2\pi f_m t) \quad (3.38)$$

lub

$$\Delta z(t) = \xi(t) \Delta t \cos(2\pi f_m t) \quad (3.39)$$

gdzie:

Δt - dekrement próbkowania.

W przypadku, gdy źródło S (Rysunek 2.1) jest źródłem monochromatycznym, korzystając z (2.1) interferogram można zapisać w postaci:

$$I(z) = I_0(L) \cos(2\pi Lz) \quad (3.40)$$

w tym przypadku pominięto efekt apodyzacji interferogramu oraz błąd fazowy $\varphi_0 = 0$.

Dla równania (3.40) interferogram z wprowadzonym zaburzeniem kroku próbkowania przyjmuje postać:

$$I_\xi(z) = I_0(L) \cos(2\pi L_0(z - \Delta z(t))) \quad (3.41)$$

lub za pomocą funkcji Bessela [5]:

$$I_\xi(z) = I_0(L) \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-1)^m J_m(2\pi L_0 \Delta z_d) \cos(2\pi z(L_0 + mL_\xi))$$

(3.42)

gdzie:

$$z_d = \xi(t)\Delta t,$$

m - położenie zmodulowanej linii spektralnej w dziedzinie liczb falowych.

W zależności od relacji L_0 , oraz L_ξ , możemy uzyskać zmienny rozkład „ghosts”, dla rozpatrywanej linii widmowej. Dodatkowe linie spektralne występują przy częstotliwościach odpowiadającym wartościom całkowitym $m = (L - L_0) / L_\xi$.

Linie widmowe mogą być zarówno symetryczne jak i asymetryczne. Powstające linie spektralne są symetryczne, jeżeli $L_\xi < L_0$, natomiast stają się asymetryczne, gdy $L_\xi \geq L_0$ względem głównej linii spektralnej (L_0).

Błędy w dziedzinie liczb falowych spowodowane przez sinusoidalne zmiany prędkości ruchu silnika wynoszą:

$$E_{err}(L) = (-1)^m J_m(2\pi L_0 z_d) \quad (3.43)$$

zgodnie z powyższym równaniem błąd dla linii centralnej będzie wynosił:

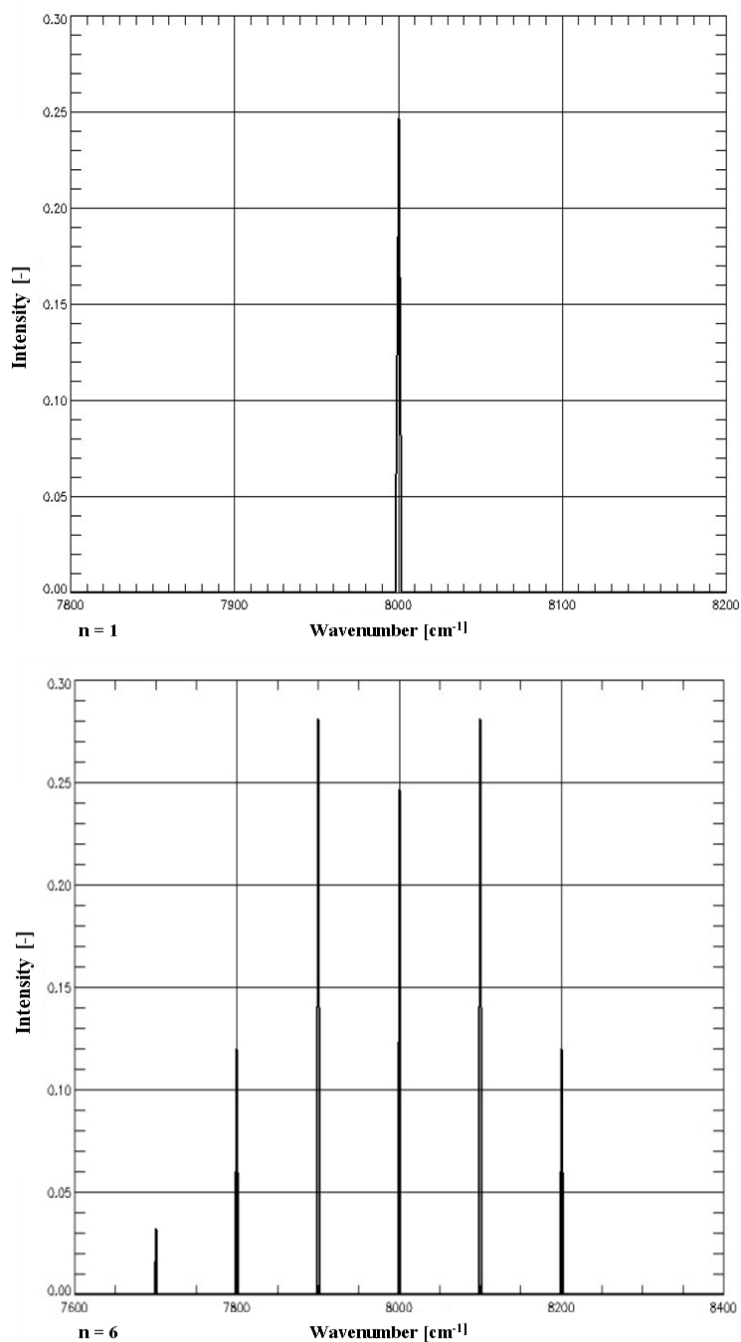
$$E_{err}(L) = J_0(2\pi L_0 z_d) - 1 \quad (3.44)$$

Poniżej zestawiono zmiany pojedynczej linii spektralnej dla $n=1$ i $n=6$, gdzie n jest rzędem błędu zmian prędkości (szerzej opisuje to pozycja [5]).

Dane analizy wykonano na podstawie parametrów zawartych w tabeli.

L_0 [cm^{-1}]	8000
Δz [μm]	0.608
z_{max} [cm]	0.5
f_m [Hz]	10
L	zmienna wartość

Tabela 3.1 Parametry analizy.



Rysunek 3.12 Modulacja pojedynczej linii spektralnej zniekształceniem okresowym, dla różnych wartości parametru n (oś odciętych – wavenumber [cm⁻¹], oś rzędnych – intensity [-]).

Z przedstawionych powyżej rezultatów wynika, że błędy wywołane sinusoidalnie zmiennym ruchem zwierciadła zależą w znacznym stopniu od częstotliwości modulacji oraz rzędu błędów zmian prędkości zwierciadła. W zależności od tego zmianie ulega amplituda generowanych 'duchów', jak również ich położenie względem linii centralnej.

Intensywność prążków w widmie sygnału zmodulowanego jest sumą wszystkich widm rzędu „ n ” i określona przez wartości funkcji Bessela (3.43).

Analiza powyższego problemu jest przedstawiona w paragrafie 5.4, natomiast szczegółowy opis przedstawionego problemu jest zawarty w [5].

Błędy prędkości ruchu zwierciadła mające charakter przypadkowy

Błędy próbkowania wywołane przypadkową zmianą prędkości ruchu zwierciadła ruchomego charakteryzują się gaussowskim rozkładem zmian prędkości oraz stałym widmem gęstości mocy. Zgodnie z [5] dla pojedynczej linii falowej L_0 i przypadkowych błędach prędkości ruchu zwierciadła, błędy średnio kwadratowe dane są:

$$\langle E_{err}^2(L) \rangle > 4P_\xi(L_0), \text{ dla } L = 0 \quad (3.45)$$

$$\langle E_{err}^2(L) \rangle > P_\xi(2L_0), \text{ dla } L = L_\xi \quad (3.46)$$

$$\langle E_{err}^2(L) \rangle > P_\xi(L_0 + L) + P_\xi(L_0 - L), \text{ dla } L \neq 0, L_\xi \quad (3.47)$$

gdzie:

P_ξ - gęstość widmowa mocy (znormalizowana do jedności) interferogramu zmodulowanego zmienną prędkością zwierciadła.

Korzystając z (3.41), pomijając apodyzacje interferogramu, można stwierdzić [5], że względny błąd średniokwadratowy, zniekształconej błędami przypadkowymi centralnej linii widmowej jest w przybliżeniu równy:

$$E_{rms}(L_0) \approx \pi \sqrt{\left(\frac{\Delta L}{2L_0}\right) \sigma_\xi} \quad (3.48)$$

gdzie:

σ_ξ - względny błąd średniokwadratowy prędkości ruchu zwierciadła.

Z zależności (3.48) wynika, że względny rms (root mean square) intensywności głównej linii spektralnej L_0 jest mniejszy niż jedna dziesiąta względnego błędu średniokwadratowego zmian prędkości ruchu zwierciadła.

Podsumowując rozdział 3.3.1, stwierdzono, że maksymalna względna intensywność dodatkowych linii spektralnych spowodowanych błędami prędkości ruchu zwierciadła ruchomego jest równa dwukrotnej względnej wartości rms widma mocy [5].

Natomiast rms intensywności linii centralnej zmodulowanej błędami przypadkowymi prędkości ruchu zwierciadła są mniejsze niż $\sqrt{2}$ względnej wartości tych błędów.

Względne wartości rms prędkości ruchu zwierciadła, które zmniejszają zdolność rozdzielczą układu, powinny być mniejsze niż kilka procent tak, aby krok próbkowania stanowił 1/5 średniej szerokości linii spektralnych. Można to zapewnić poprzez zwiększenie szerokości rejestrowanego pasma w dziedzinie liczb falowych. Niestety zwiększając przez to błędy wynikające z szumu detektora.

Błędy próbkowania spowodowane nieliniowością ruchu zwierciadła są szeroko opisane w pracy [5], jednak ze względu iż wibracje przyrządu mogą być przyczyną tego rodzaju zniekształceń, aspekt ten został rozszerzony w tej pracy.

3.3.2 Modulacja amplitudowa źródła referencyjnego

W spektrometrach fourierowskich w zastosowaniach satelitarnych dioda lasera jest powszechnie używana jako źródło referencyjne. Na skutek wibracji, w czasie pomiaru, sygnał mierzony może znacznie różnić się od idealnego (2.4) z powodu błędów próbkowania związanych ze źródłem referencyjnym oraz opóźnieniami sygnału referencyjnego w stosunku do sygnału głównego [38].

Modulacja amplitudowa sygnału próbkującego $p(t)$ (Rysunek 2.2) w spektrometrze fourierowskim objawia się pojawieniem dodatkowych linii spektralnych 'ghosts' w sygnale referencyjnym.

Zjawisko modulacji amplitudowej sygnału referencyjnego można opisać zgodnie z (2.4) następująco:

$$I_{AM}(z) = I(z)[1 + \epsilon_A(z)] \Leftrightarrow E(L) + E(L)E_A(L) \quad (3.49)$$

gdzie:

$$I(z) = R(z),$$

$$E_A(L) - \text{transformata Fouriera } \epsilon_A(z).$$

W przypadku błędów amplitudowych mających charakter okresowy oraz przy założeniu, że $L_{02} - L_0 = L_0 - L_{01}$ (gdzie L_{02} oraz L_{01} określają położenie, w dziedzinie liczb falowych, linii spektralnych powstałych na skutek modulacji amplitudowej głównej linii spektralnej L_0) można zapisać:

$$\epsilon_A(z) = m \cos[2\pi(L_{02} - L_0)z] \quad (3.50)$$

gdzie:

a - amplituda głównej linii spektralnej,

b - amplituda linii spektralnych: L_{01} i L_{02} ,

$m = 2b/a$ - głębokość modulacji.

Jeżeli założymy, że wygenerowane są dwie dodatkowe częstotliwości, występujące w postaci dwóch dodatkowych linii spektralnych L_{01} i L_{02} . Ponieważ linie spektralne L_{01} i L_{02} są symetryczne względem L_0 , wówczas interferogram opisujący źródło referencyjne możemy zapisać w postaci:

$$I_{AM}(z) = I_0(L_0) \cos(2\pi L_0 z) [1 + m \cos(2\pi F z)] \quad (3.51)$$

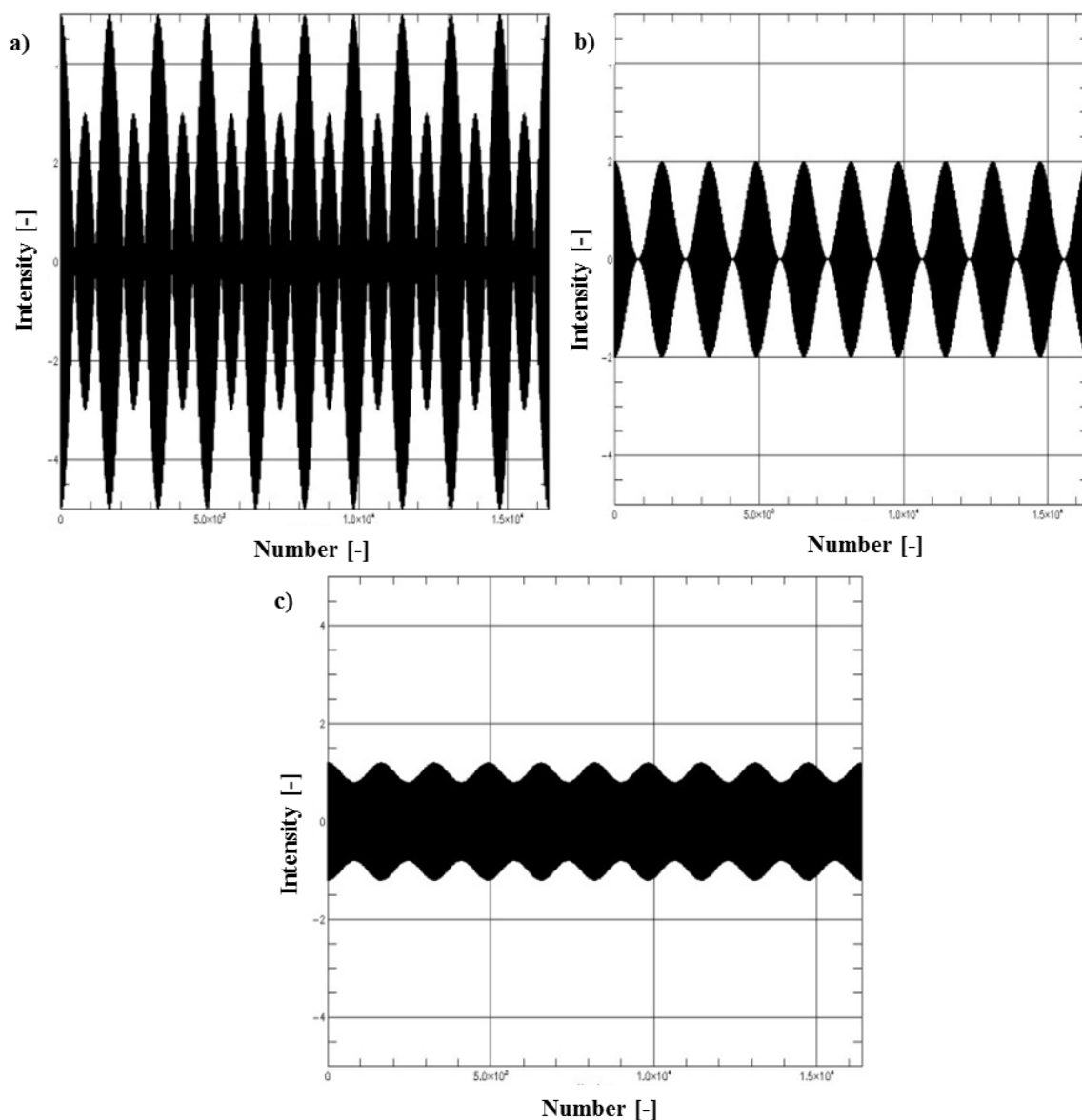
gdzie:

$$F = L_{02} - L_0.$$

„F” w dalszej części pracy jest zdefiniowana w dwojaki sposób: w dziedzinie częstotliwości lub w dziedzinie liczb falowych ($[Hz] = [cm/s] [cm^{-1}]$).

Stosunek $2b/a$ jest określony jako współczynnik głębokości modulacji m . Dla $0 < m < 1$ wpływ modulacji amplitudowej źródła referencyjnego jest pomijalny i nie powoduje zniekształcenia sygnału detekowanego. Gdy $m \geq 1$ występuje zjawisko przemodelowania sygnału rejestrowanego przez detektor. Zniekształcenia sygnału detekowanego na skutek modulacji amplitudowej sygnału referencyjnego, dla zmiennej wartości współczynnika modulacji będą omówione poniżej.

Rysunek 3.13 przedstawia modulacje sygnału referencyjnego dla różnych wartości współczynników modulacji.

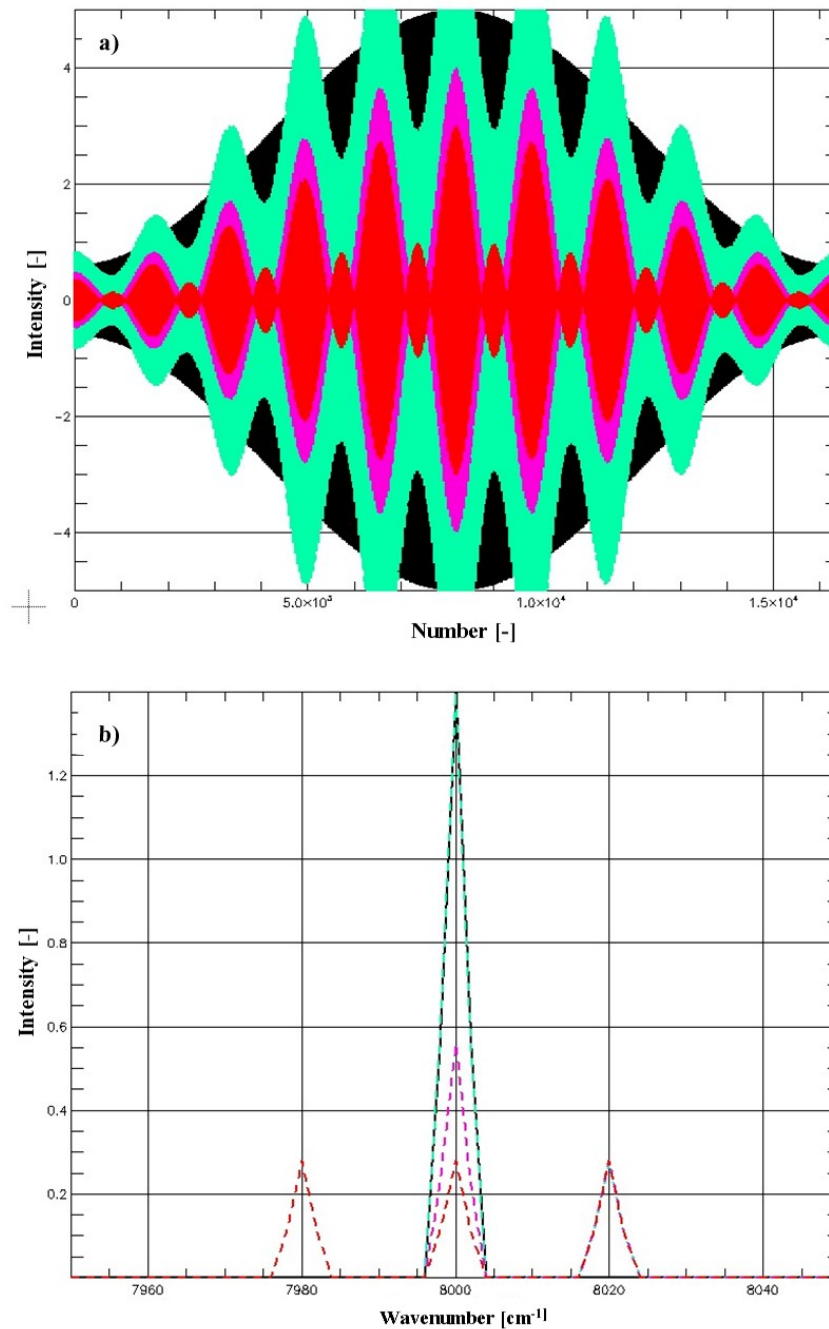


Rysunek 3.13 Postać sygnału dla różnych współczynników głębokości modulacji m : a) $m < 1$, b) $m = 1$, c) $m > 1$ (oś odciętych – number [-], oś rzędnych – intensity [-]).

W przypadku omawianej modulacji sinusoidalnej sygnału referencyjnego transformatę Fouriera sygnału (3.51) dla $0 < m < 1$ można zapisać:

$$\begin{aligned}
 E_{AM}(L) = & 0.5I_0(L_0)[\delta(L - L_0) + \delta(L + L_0)] \\
 & + 0.25mI_0(L_0)[\delta(L - L_0 - F) + \delta(L + L_0 + F)] \\
 & + 0.25mI_0(L_0)[\delta(L - L_0 + F) + \delta(L + L_0 - F)]
 \end{aligned}
 \tag{3.52}$$

Przykład zmodulowanych linii spektralnych dla różnych parametrów modulacji m :



Rysunek 3.14 Sygnał referencyjny (a) i spektrum (b) dla różnych współczynników modulacji m. Linia czarna a = 5, linia brązowa m = 2, linia zielona m = 0.4, linia różowa m = 1 (oś odciętych – wavenumber [cm⁻¹], oś rzędnych – intensity [-]).

Można określić, że moc zawarta w liniach bocznych generowanych na wskutek modulacji amplitudowej idealnego sygnału referencyjnego wynosi:

$$P_y = 0.5I_0\left(1 + \frac{m^2}{2}\right) \tag{3.53}$$

Natomiast stosunek mocy składowych bocznych do całkowitej mocy przenoszonej przez zmodulowany sygnał wynosi:

$$\frac{P_y}{P_c} = \frac{m^2}{2 + m^2} \quad (3.54)$$

Jeżeli $m = 1$, to moc zawarta w składowych bocznych stanowi jedynie jedną trzecią mocy całkowitej sygnału.

Modulacja amplitudowa źródła referencyjnego jest przyczyną powstania zjawiska 'extra samplingu', czyli generacji dodatkowych punktów próbkowania w rejestrowanym interferogramie. Z obliczeń wynika, że jeżeli [39]:

$a > 2b \rightarrow N_x = 0$ – idealny przypadek,

$a = 2b \rightarrow N_x = (L_{02} - L_0) z_{\max}$,

$a < 2b \rightarrow N_x = 2(L_{02} - L_0) z_{\max}$.

gdzie: N_x - liczba dodatkowych punktów próbkowania.

Pierwszy przypadek odpowiada sytuacji, gdy $m < 1$, wówczas zmodulowany sygnał referencyjny nie zniekształca sygnału rejestrowanego.

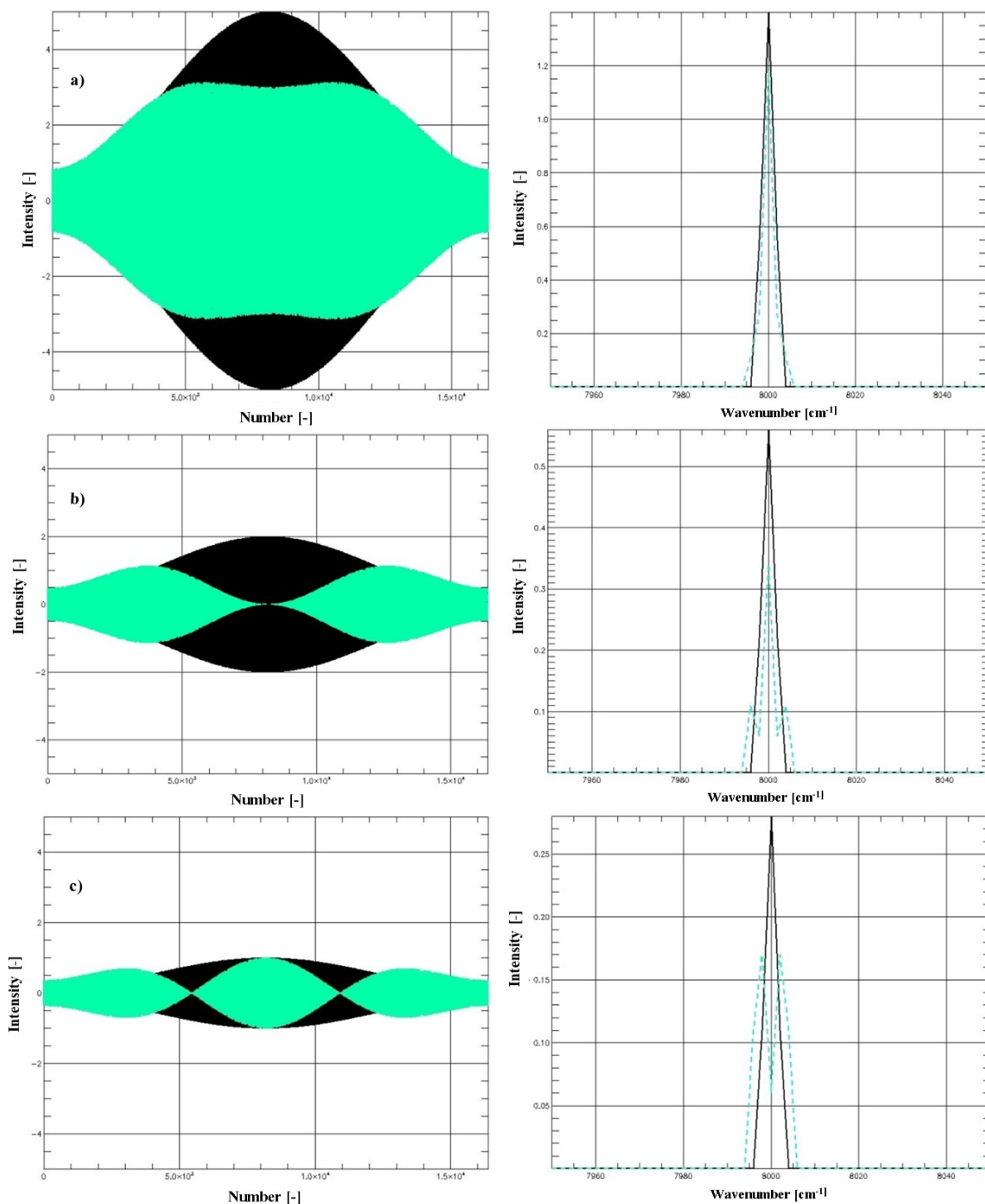
W ostatnich dwóch przypadkach ($m = 1$ i $m > 1$) zjawisko extra samplingu wystąpi, jeżeli iloczyn częstotliwości modulującej i maksymalnej różnicy dróg optycznych będzie większy od jedności [39].

Przedstawione powyżej rozważania pokazują, że amplitudowa modulacja źródła referencyjnego powoduje generacje dodatkowych linii spektralnych o ustalonym położeniu w dziedzinie częstotliwości: $L_0 \pm nL_{02}$, n - kolejna harmoniczna.

Generacja dodatkowych linii spektralnych oraz zmiana ich amplitudy poprzez zmianę głębokości modulacji m , w źródle referencyjnych, może radykalnie zmienić sygnał mierzony, poprzez zmianę częstotliwości próbkowania.

Kolejnym czynnikiem wynikającym z modulacji amplitudowej sygnału referencyjnego wpływającym na interferogram jest generacja dodatkowych linii spektralnych położonych w bliskim sąsiedztwie linii centralnej.

We wcześniejszym przykładzie linie spektralne były oddalone od linii środkowej o 20 cm^{-1} , poniżej przedstawiono sytuacje, gdy odległość między liniami wynosi 2 cm^{-1} ($L_0 = 8000 \text{ cm}^{-1}$), również dla przypadków zmiennych współczynników głębokości modulacji m .



Rysunek 3.15 Sygnał referencyjny i jego transformata Fouriera dla różnych współczynników skalujących. a) $a > 2b$, b) $a = 2b$, c) $a < 2b$ (oś odciętych – wavenumber [cm⁻¹], oś rzędnych – intensity [-]).

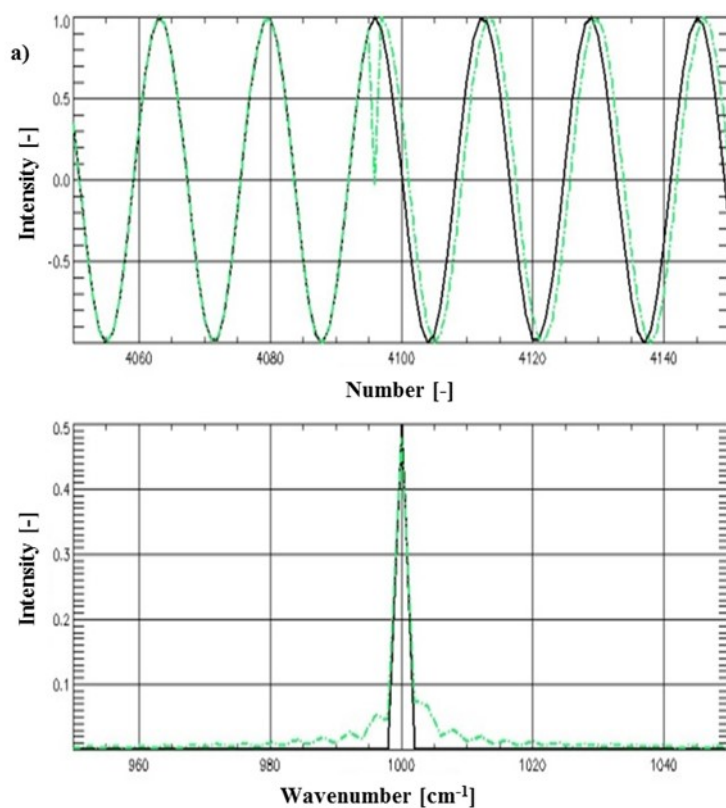
Generacja dodatkowych składowych harmonicznycch o częstotliwościach niewiele mniejszych lub większych od częstotliwości linii centralnej, oraz o intensywnościach spełniających warunek $m \geq 1$, powoduje nie tylko zniekształcenie sygnału próbkującego

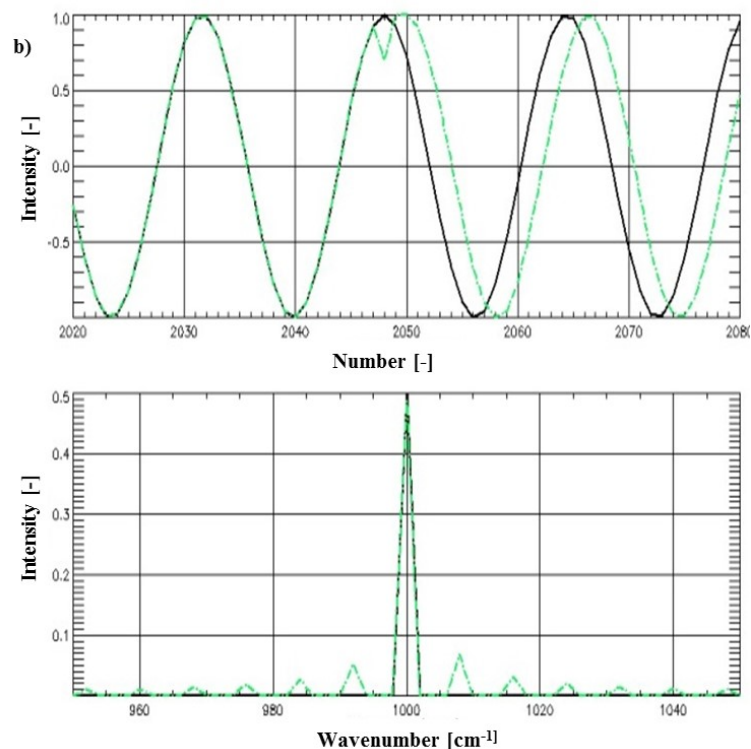
poprzez generacje dodatkowych harmoniczných, ale również zniekształca całkowicie linię centralną, poszerzając ją oraz zmniejszając jej intensywność.

Jak wspomniano wcześniej w przypadku, gdy głębokość modulacji jest większa lub równa jedności ($m \geq 1$) występuje zjawisko extra samplingu, czyli generacja dodatkowych punktów próbkowania w rejestrowanym sygnale. Generacja dodatkowych punktów próbkowania może znacznie zmienić interferogram, poprzez zmianę jego częstotliwości próbkowania. Dla współczynników $m = 1$ proces extra samplingu jest następujący: każda dodatkowa próbka jest umieszczana w odległości odpowiadającej okresowi sygnału referencyjnego, dodanie kolejnej próbki wiąże się z przesunięciem idealnego interferogramu w prawo o jedna próbkę.

Gdy $m > 1$, w odległości odpowiadającej okresowi sygnału referencyjnego są umieszczane dwie dodatkowe próbki, co powoduje, że w dalszej kolejności sygnał idealny jest przesuwany w prawo o dwie próbki. We wszystkich przypadkach proces jest podobny: następuje generacja dodatkowych linii spektralnych wokół linii głównej o amplitudzie i liczbie falowej zależnej od częstotliwości modulacji oraz głębokości modulacji.

Dodatkowo można zauważyć, że po wystąpieniu zjawiska extra samplingu następuje przesunięcie głównej linii spektralnej rejestrowanego sygnału.

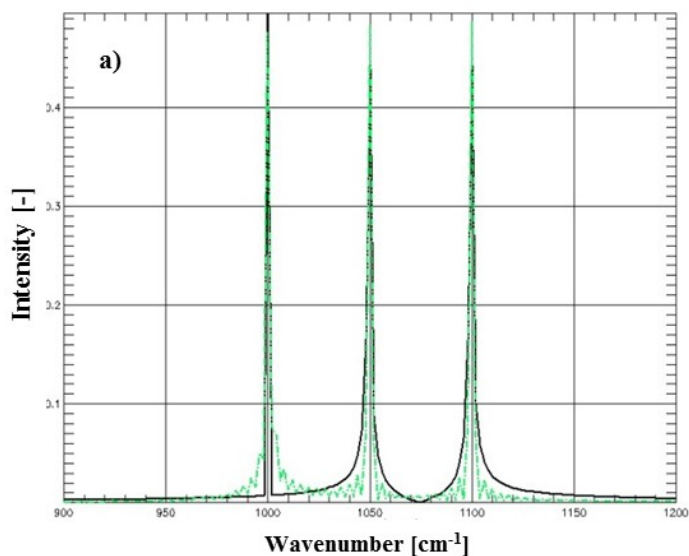


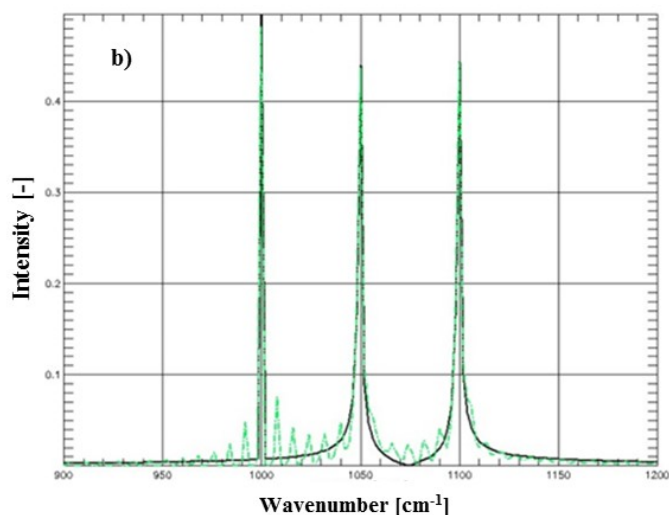


Rysunek 3.16 Syntetyczny sygnał kosinusoidalny i jego transformata Fouriera przed (linia czarna) i po wprowadzeniu extra samplingu (linia zielona), dla $F = 2\text{cm}^{-1}$, a) $m = 1$, b) $m > 1$ (oś odciętych – wavenumber [cm⁻¹], oś rzędnych – intensity [-]).

Przedstawione na Rysunek 3.16, Rysunek 3.17 przykłady wprowadzenia extra samplingu dotyczą pojedynczej oraz trzech zsumowanych linii spektralnych (sygnału detekowanego). Wprowadzenie extra samplingu do tych funkcji powoduje generację dodatkowych harmoniczných, jak również ich przesunięcie w dziedzinie częstotliwości.

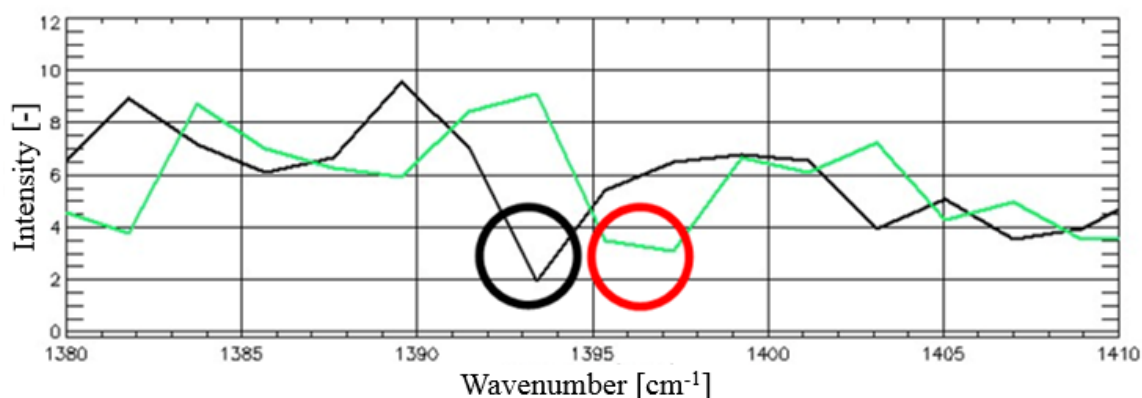
Gdy analizujemy widmo ciągłe, zjawisko extra samplingu przesuwca oraz zniekształca każdą linię spektralną w dziedzinie częstotliwości.





Rysunek 3.17 Trzy linie spektralne i ich transformata Fouriera przed (linia czarna) i po wprowadzeniu extra samplingu (linia zielona), dla $F = 2\text{cm}^{-1}$, a) $m = 1$, b) $m > 1$ (oś odciętych – wavenumber [cm^{-1}], oś rzędnych – intensity [-]).

Na Rysunek 3.18 przedstawiono syntetycznie zmodulowaną linię atmosferyczną 1393.6 cm^{-1} (krzywa czarna), która została poddana zjawisku extra samplingu w wyniku czego nastąpiło jej przesunięcie w dziedzinie częstotliwości i zmiana intensywności (krzywa zielona) 1397 cm^{-1} . Współczynnik modulacji wynosi: $m = 1$, $F = 16\text{ Hz}$.



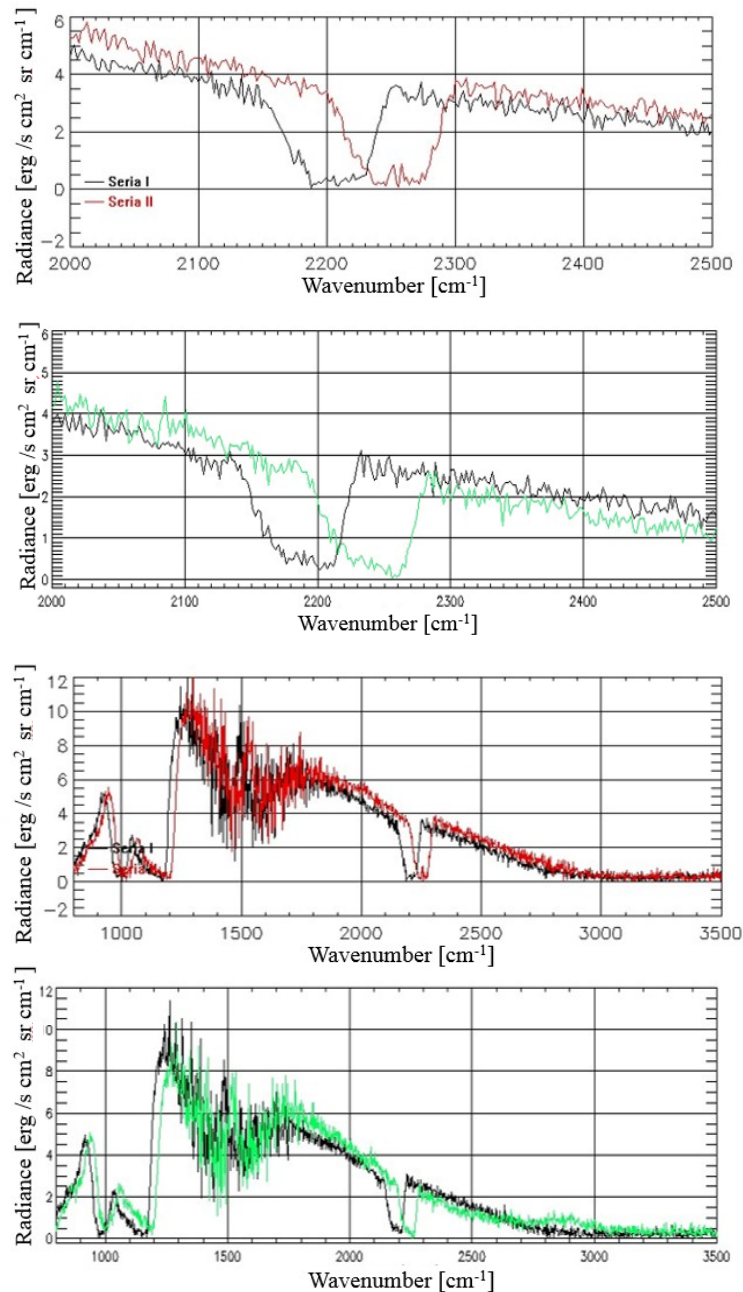
Rysunek 3.18 Widmo atmosferyczne, linia czarna - widmo przed wprowadzeniem extra samplingu, linia zielona - widmo po wprowadzeniu extra samplingu, $F = 16\text{ Hz}$, $m = 1$ (oś odciętych – wavenumber [cm^{-1}], oś rzędnych – intensity [-]).

Na Rysunek 3.19 przedstawiono ciągłe widmo atmosferyczne uzyskane przy próbkowaniu sygnałem referencyjnym z wprowadzonym extra-samplingiem.

Wzajemne przesunięcie poszczególnych linii spektralnych widma uzyskanego doświadczalnie i zasymulowanego oraz analogiczna zmiana ich kształtu pokazują, że oba rodzaje linii spektralnych zostały poddane podobnemu zniekształceniu. Krzywa czerwona reprezentuje widmo rzeczywiste zmodulowane amplitudowo z częstotliwością modulacji $F =$

205 Hz, natomiast krzywa zielona reprezentuje widmo syntetyczne zmodulowane amplitudowo z wyżej przedstawioną częstotliwością modulacji.

Zaprezentowane symulacje zjawiska extra samplingu na widmach ciągłych uzyskanych doświadczalnie i zasymulowanych komputerowo charakteryzują się podobnym przesunięciem linii spektralnej w dziedzinie częstotliwości oraz charakterystycznym zniekształceniem jej kształtu. Dodatkowo widma uzyskane z eksperymentu obarczone są błędami przypadkowymi źródła referencyjnego.



Rysunek 3.19 Widmo atmosferyczne, linia czarna – spektrum bez extra samplingu, linia zielona - (widmo syntetyczne) i linia czerwona (widmo rzeczywiste) – spektrum po wprowadzeniu extra samplingu $F = 205\text{Hz}$, $m = 1$.

3.3.3 Modulacja fazowa źródła referencyjnego

Modulacja fazowa sygnału referencyjnego związana jest głównie z niestałością OPD (Optical Path Difference) spowodowaną przesunięciem fazowym sygnału referencyjnego oraz mierzonego. Opisane w paragrafie 3.3.1 błędy ruchu stolika ruchomego, stanowią przypadek szczególnie opisywanego zjawiska.

W przypadku pojedynczej linii spektralnej interferogram, przy modulacji pojedynczym sygnałem sinusoidalnie zmiennym (3.50) można przedstawić:

$$I_{PM}(z) = I_0(L_0) \cos(2\pi Lz + \epsilon_p) \quad (3.55)$$

gdzie:

$$\epsilon_p = m \sin(2\pi Fz),$$

m - głębokość modulacji,

F – częstotliwość modulacji wyrażona jako liczba falowa.

Rozkładając dane równanie według wzoru Taylora uzyskujemy:

$$I_{PM}(z) = I(L) + I'(L)\epsilon_p(z) + I''(L)\epsilon_p^2(z) \quad (3.56)$$

lub za pomocą funkcji Bessela, wtedy interferogram przyjmuje postać:

$$I_{PM}(z) = I_0(L_0) \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(m) \cos[2\pi z(L_0 - nF)] \quad (3.57)$$

gdzie:

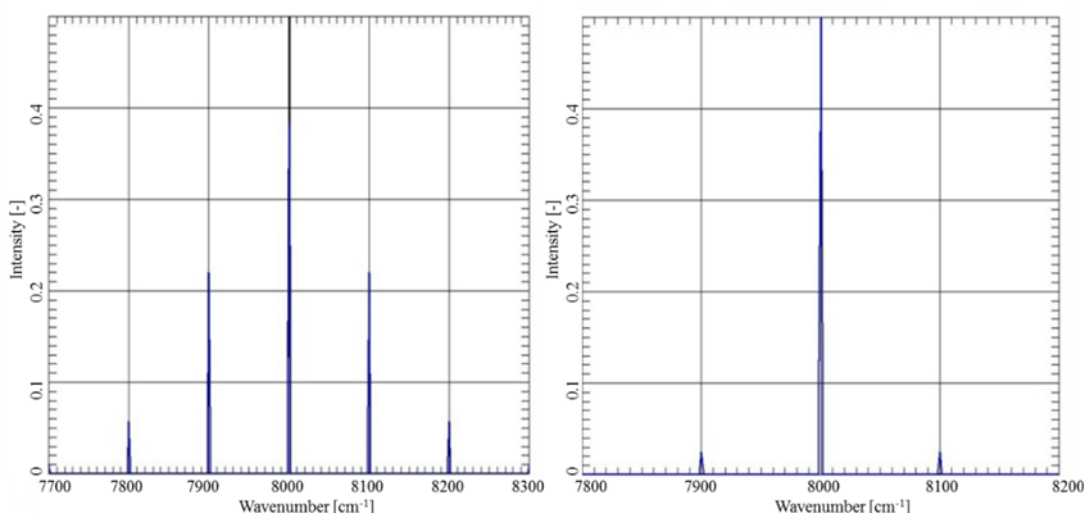
n – rząd funkcji Bessela.

Transformata Fouriera interferogramu opisanego wzorem (3.57) jest wyrażona:

$$E_{PM}(L) = 0.5I_0(L_0)J_n(m)\delta(L - L_0 - nF) + \delta(L + L_0 + nF) \quad (3.58)$$

Poniżej przedstawiono zniekształcenie pojedynczej linii spektralnej zmodulowanym fazowo sygnałem referencyjnym (a) m = 1, b) m = 0.1, L₀ = 8000cm⁻¹, z_{max} = 0.5 cm, F = 100 cm⁻¹). Amplituda linii bocznych zmienia się według następującej zależności: ΔL_{0m}, gdzie Δ - krok próbkowania. Jest to zgodne ze stwierdzeniem, że amplitudy kolejnych harmonicznych odpowiadają funkcji Bessela rzędu zależnego od numeru harmonicznej.

W naszym przypadku dla głębokości modulacji m = 0.1, amplituda dwóch pierwszych harmonicznych modulujących, według przedstawionej powyżej zależności równa się: 0.038 [DN].



Rysunek 3.20 Transformata Fouriera interferogramu (3.55) dla różnych współczynników głębokości modulacji a) $m = 1$, b) $m = 0.1$. Linia czarna – sygnał bez zniekształceń, linia niebieska sygnał zmodulowany (oś odciętych – wavenumber [cm^{-1}], oś rzędnych – intensity [-]).

Modulacja fazowa źródła referencyjnego powoduje w sygnale rejestrowanym (interferogramie), w przeciwieństwie do modulacji amplitudowej, generację wielu linii spektralnych o zmiennej amplitudzie. Widmo zawiera prążek nośny oraz nieskończenie wiele par linii bocznych usytuowanych w odstępach $\pm F, \pm 2F, \dots$ od linii głównej L_0 . Amplituda fali nośnej jest określona przez wartość funkcji Bessela zerowego rzędu. Amplitudy dalszych składowych są określone przez funkcje Bessela kolejnych rzędów.

Amplituda linii bocznych jest ściśle uzależniona od współczynnika głębokości modulacji m . Gdy współczynnik $m = 1$, każdy listek boczny stanowi ok. 50 % prążka głównego L_0 . W obserwowanym widmie mogą pojawiać się również tzw. 'orphan ghosts' [16], pochodzące od linii spektralnych znajdujących się poza obserwowanym pasmem. Źródło pochodzenia 'orphan ghosts', w obserwowanym spektrum jest dwojakie. W pierwszym przypadku występują razem z macierzystą linią spektralną, są wtedy dość łatwe do określenia. W drugim przypadku, gdy pochodzą od linii występujących poza pasmem przepustowym stanowią istotny problem do zidentyfikowania i są przyczyną dużych błędów w obserwowanym sygnale.

Należy także zaznaczyć, że w przypadku modulacji fazowej dla każdej linii spektralnej generowane są dwa niesymetryczne prążki boczne (w tym przypadku jest to niewidoczne, ponieważ na, Rysunek 3.20 przedstawiony jest moduł $E_{PM}(L)$).

Należy też zaznaczyć, że wpływ modulacji sygnału referencyjnego należy rozpatrywać indywidualnie. Zależy jest to od wielu czynników jak czułość instrumentu, rozpatrywany zakres analizy widmowej.

Dalsza analiza zjawiska modulacji fazowej źródła referencyjnego w odniesieniu do zaproponowanych metod korekcji została zaprezentowana w rozdziale 5.

3.4 Analiza wpływu modulacji sygnału detekowanego na sygnał mierzony

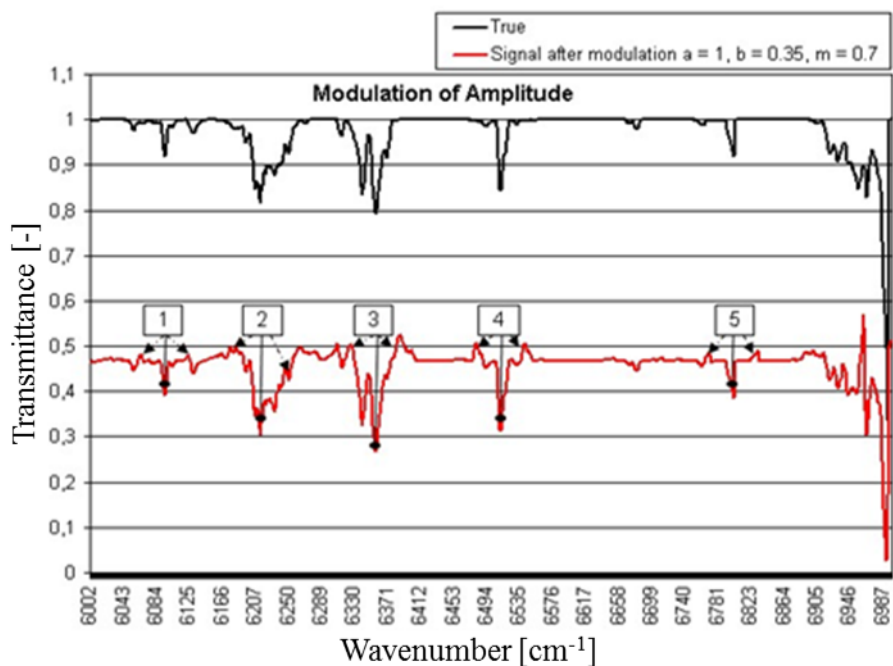
3.4.1 Modulacja amplitudowa sygnału mierzonego

Modulacja amplitudowa sygnału mierzonego jest głównie wywołana drganiami okresowymi detektora [39] oraz zwierciadła ruchomego M_1 , Rysunek 2.1. Ten rodzaj błędów zgodnie z (2.4) można opisać:

$$R_{AM}(z) = R(z)[1 + m\cos[2\pi(L_{02} - L_0)z] \Rightarrow R(z)[1 + \epsilon_A(z)] \quad (3.59)$$

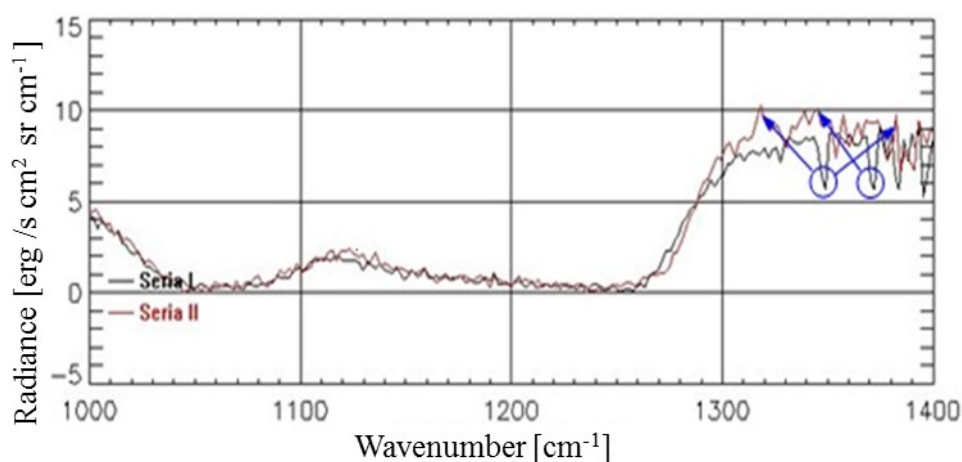
W przeciwieństwie do przypadku opisanego w podpunkcie 3.3.2 modulowany nie jest sygnał referencyjny, ale sygnał rejestrowany.

W celu zobrazowania danego zjawiska przedstawiono syntetyczne widmo CO_2 zmodulowane amplitudowo. Modulacja amplitudowa interferogramu powoduje generację dodatkowych dwóch harmonicznych dla każdej linii spektralnej w odległościach odpowiadających częstotliwości modulacji (kolejne harmoniczne zaznaczone są nr 1. . . 5). Następuje również obniżenie poziomu interferogramu. Moc sygnału podstawowego została odłożona w listkach bocznych zgodnie ze wzorem (3.53).



Rysunek 3.21 Przykład modulacji amplitudowej widma CO_2 dla różnych parametrów modulacji a i b współczynnik modulacji równy jest 0.7.

Analogiczne zjawisko jest obserwowane, gdy analizujemy rzeczywiste widmo ciągłe. Na wykresie Rysunek 3.22, przedstawiono widmo atmosferyczne zmodulowane amplitudowo z zaznaczonymi kolejnymi harmonicznymi, pochodzącymi od nie zniekształconych linii spektralnych.



Rysunek 3.22 Widmo atmosferyczne, linia czarna spektrum przed modulacją, linia czerwona – spektrum zmodulowane fazowo $F = 60\text{Hz}$.

Przedstawione wyniki świadczą o tym, że amplitudowa modulacja sygnału detekowanego powoduje generację dodatkowych linii spektralnych o ustalonym położeniu w dziedzinie częstotliwości oraz zmienia liniowo natężenie sygnału, zgodnie ze wzorem (3.53). Nie wprowadza natomiast przesunięcia linii spektralnej w dziedzinie częstotliwości. Analiza jakościowa wpływu modulacji amplitudowej na sygnał mierzony została przedstawiona w rozdziale 5.

3.4.2 Zjawisko intermodulacji

W wielu systemach przetwarzania spotyka się następujący systemem detekcji sygnału: detektor + wzmacniacz sygnału + konwerter A/C Rysunek 2.1b. W każdym przypadku dąży się do tego, aby taki układ posiadał liniową transmitancję. Jednak bardzo często zdarza się, że jego odpowiedź jest nieliniowa. Wtedy na wyjściu oprócz sygnału o częstotliwości podstawowej powstają sygnały zawierające linie spektralne o harmonicznym będących wielokrotnością częstotliwości podstawowej.

Sytuacja dodatkowo komplikuje się, gdy na wejście poddawany jest sygnał zawierający nie jedną, ale kilka częstotliwości podstawowych.

Jeżeli do wejścia odbiornika dołączyłoby się sygnał (2.1), to na wyjściu wzmacniacza, oprócz przebiegu o liczbie falowej L_0 pojawią się przebiegi o liczbach falowych $2L_0, 3L_0, \dots$. Ich zawartość w przebiegu wyjściowym zależy od charakteru nieliniowości charakterystyki

przenoszenia układu i amplitudy sygnału. Sytuacja się komplikuje, gdy do wejścia detektora doprowadzimy sygnał (2.4), rejestrujący całe spektrum.

W takiej sytuacji, na wyjściu, oprócz harmonicznych podstawowych liczb falowych pojawią się przebiegi o kombinowanych liczbach falowych.

Dla przykładu, jeżeli rejestrujemy sygnał zawierający dwie podstawowe liczby falowe L_0 i L_1 to na wyjściu wzmacniacza Rysunek 2.1b otrzymujemy przebiegi o liczbach falowych: $2L_0 \pm L_1$, $2L_1 \pm L_0$, $3L_0 \pm 2L_1$, $3L_1 \pm L_0$.

Prażki trzeciego ($2L_0 - L_1$, $2L_1 - L_0$) oraz piątego rzędu ($3L_0 - 2L_1$, $3L_1 - 2L_0$) występują w pobliżu podstawowych liczb falowych (L_0 , L_1). W praktyce największe znaczenie mają linie trzeciego rzędu, ze względu na szybki przyrost poziomu sygnału z trzecią potęgą amplitudy sygnału sterującego i zarazem znaczące współczynniki stojące przy odpowiednich wyrazach szeregu. Prażki rzędu 5 narastają z piątą potęgą wielomianu, natomiast posiadają znacznie mniejszą intensywność.

Poniżej przedstawiono dokładne rozważania zjawiska intermodulacji dla pojedynczej linii spektralnej, wywołanego nieliniowością detektora trzeciego rzędu. Rejestrowany interferogram (2.1) obarczony jest nieliniowością trzeciego rzędu i możemy opisać go następującym wzorem:

$$I_{IM}(z) = I(L) + \alpha I^2(L) + \beta I^3(L) \quad (3.60)$$

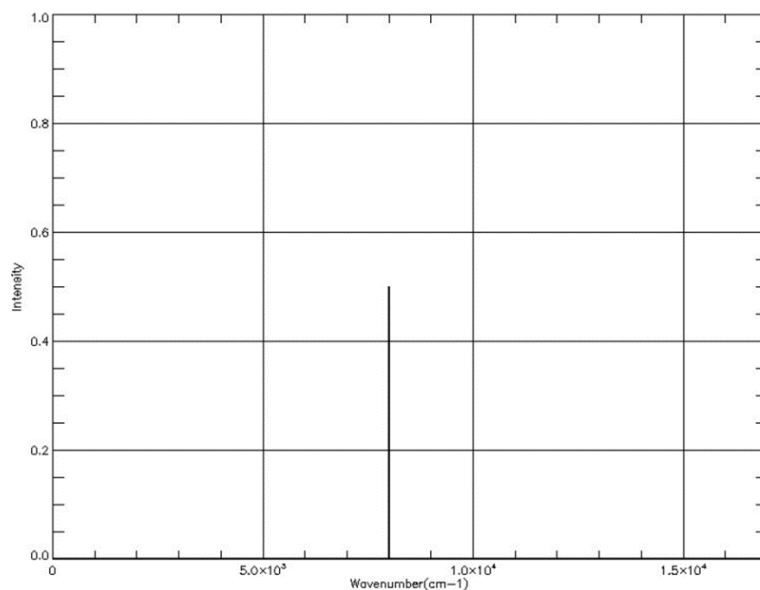
gdzie:

α , β - współczynniki określające stopień nieliniowości funkcji przenoszenia wzmacniacza.

Po transformacji Fouriera (3.60) spektrum przyjmuje postać:

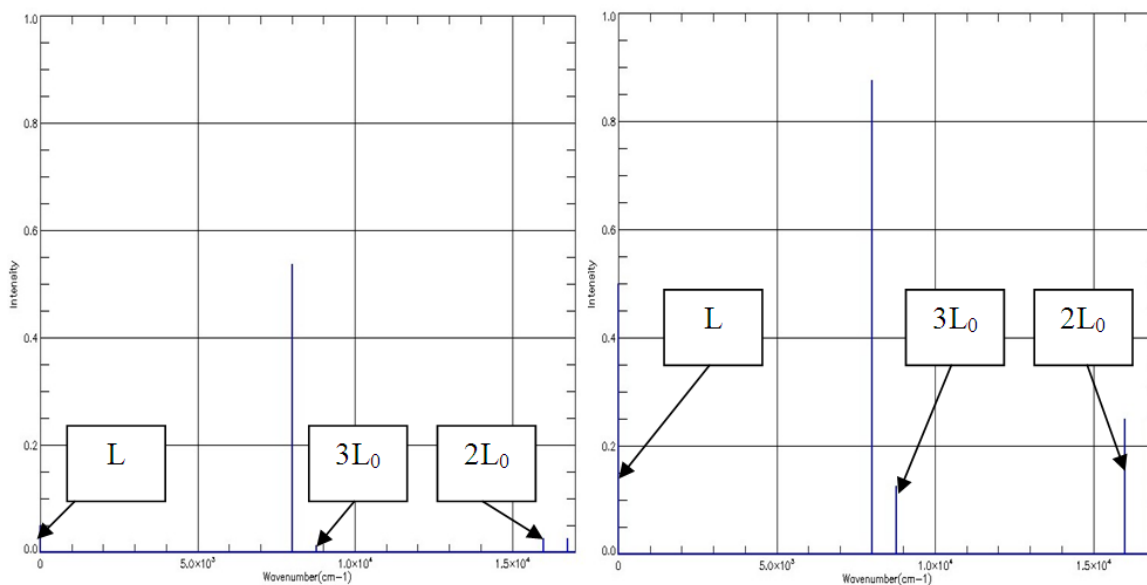
$$E_{IM}(L) = 0.5 \left([\delta(L - L_0) + \delta(L + L_0)] + \alpha \left[\frac{\delta(L - 2L_0) + \delta(L + 2L_0) + 2\delta(L)}{2} \right] + \beta \left[\frac{\delta(L - 3L_0) + \delta(L + 3L_0) + 3\delta(L - L_0)3\delta(L + L_0)}{4} \right] \right) \quad (3.61)$$

Poniżej przedstawiono symulacje zjawiska intermodulacji dla pojedynczej linii spektralnej $L_0 = 8000\text{cm}^{-1}$ (Rysunek 3.23).



Rysunek 3.23 Widmo dla pojedynczej linii spektralnej $L_0 = 8000\text{cm}^{-1}$ (oś odciętych – wavenumber [cm^{-1}], oś rzędnych – intensity [-]).

Na Rysunek 3.24, możemy zauważyć generację harmonicznych zerowego, pierwszego, drugiego i trzeciego rzędu.



Rysunek 3.24 Widmo po intermodulacji: a) $\alpha = 0.1$, $\beta = 0.1$, b) $\alpha = 1$, $\beta = 1$ (oś odciętych – wavenumber [cm^{-1}], oś rzędnych – intensity [-]).

Analiza jakościowa wpływu zjawiska intermodulacji na sygnał rejestrowany będzie przedstawiona w rozdziale 5.7

4 Metody korekcji zaburzeń sygnału wywołanych drganiami instrumentu

W rozdziale tym omówione zostaną korekcje zaburzeń interferogramu wywołane drganiami instrumentu. Szczególna uwaga zostanie poświęcona korekcji błędów fazowych spowodowanych dyspersją elementów optycznych, błędów wywołanych zniekształceniami sygnału referencyjnego oraz rejestrowanego. Pominięto tutaj opis korekcji błędów wynikających z nieliniowego toru prowadzenia cube-cornera. Korekcja tych zniekształceń jest znana i opisywana w literaturze [6], [8], [11], [31], [32], [39], [41]–[43].

W rozdziale 4.1 lapidarnie odniesiono się do korekcji instrumentalnych błędów fazowych. Algorytmy Mertza oraz Formana, są najczęściej używanymi metodami korekcji fazy 'surowych' sygnałów rejestrowanych przez spektrometry fourierowskie [12], [29], [30].

Tak jak wspomniano wcześniej drgania instrumentu są przyczyną zniekształceń interferogramu i mogą być za pomocą tych metod korygowane. Jednak w większości przypadków korekcje Mertza oraz Formana są niewystarczające do eliminacji błędów wynikających z drgań instrumentu.

W pracy zaproponowano nowe podejście w korekcji błędów spowodowanych wibracjami instrumentów stosowanych w kosmosie. Metody te opisane są w rozdziałach 4.2, 4.3, 4.4.

4.1 Korekcja błędów fazowych

Jak już wspomniano w rozdziale 3.2.1 interferogram jest funkcją symetryczną i rzeczywistą w sensie zespolonym. Jednak w praktyce, interferogram zmierzony rzeczywistym spektrometrem Fouriera, reprezentowany równaniem (2.10) wykazuje obecność czynnika fazowego $\varphi(L)$, którego źródła zostały przedstawione w rozdziale 3.2.1. Pojawienie się dodatkowego składnika fazowego $\varphi(L)$ skutkuje dodaniem składników sinusoidalnych do kosinusoidalnego interferogramu, zgodnie z następującą zależnością trygonometryczną:

$$\cos(\alpha + \beta) = \cos\alpha\cos\beta - \sin\alpha\sin\beta \quad (4.1)$$

Z powodu obecności błędów fazy zarejestrowany interferogram staje się asymetryczny. W celu wyznaczenia widma należy więc dokonać zespolonej transformaty Fouriera tego interferogramu zamiast prostej kosinusowej transformaty Fouriera, obliczanej w przypadku idealnie symetrycznego interferogramu (3.1).

$$TF[R_F(z)] = \int_{-\infty}^{+\infty} R_F(L) \exp(-2\pi iLz) dz$$

(4.2)

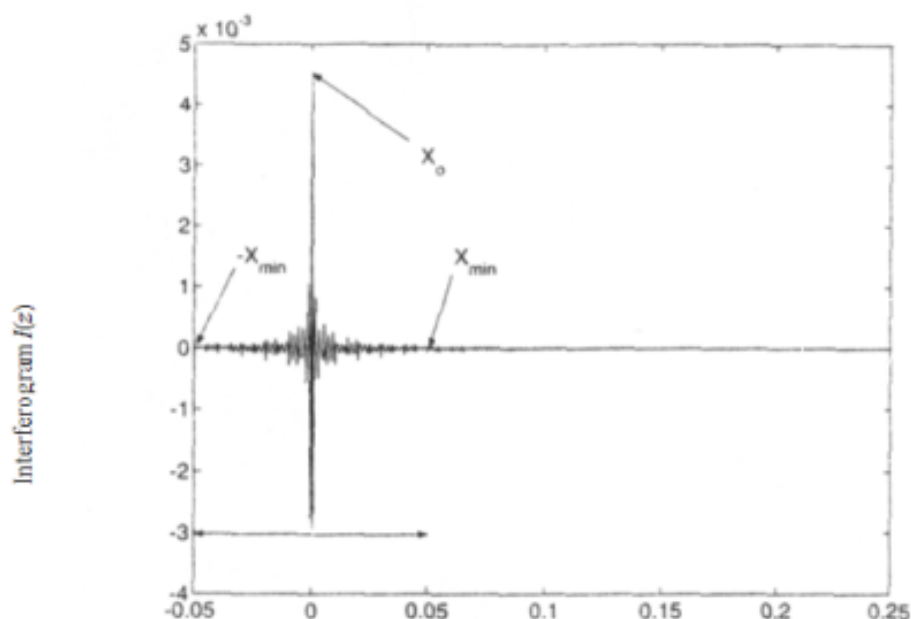
Otrzymujemy, więc widmo w postaci zespolonej, które oprócz części rzeczywistej zawiera także część urojoną. W celu otrzymania poprawnego widma należy usunąć powstałe błędy fazy poprzez eliminację składników sinusoidalnych z zapisanego interferogramu lub ich efektów z widma. Zlikwidowana zostaje w ten sposób urojona część widma.

Istnieją dwie metody uzyskiwania fazowo skorygowanego widma. Jedna z nich opiera się na wykorzystaniu dwustronnego interferogramu zawierającego jednakową liczbę punktów pomiarowych po obu stronach głównego pikę w interferogramie (punktu o maksymalnej wartości) i usunięciu błędów fazy z obliczonego widma. Druga, bardziej ekonomiczna metoda wiąże się z zarejestrowaniem dodatkowego krótkiego obustronnego interferogramu (zawierającego niewielką liczbę punktów symetrycznie po obu stronach wartości maksymalnej) razem z tzw. jednostronnym interferogramu pobranym przy różnicy dróg optycznych wiązek od zera (ZPD) do wartości maksymalnej wynikającej z zaprojektowanej rozdzielczości spektrometru [24].

W przypadku pierwszej metody realizacja pomiaru wymaga znacznego obszaru pamięci do rejestrowania interferogramu, odpowiedniej mocy obliczeniowej przy wyznaczaniu jego transformaty Fouriera, a ponadto nakłada ona duże wymagania na stabilność ruchu mechanizmów przesuwu zwierciadła M_1 na dużej drodze. Druga z wymienionych powyżej realizacji korekcji fazy jest znacznie bardziej efektywna i częściej stosowana do kalibracji widma otrzymanego z pomiarów spektrometrem Fouriera.

Wszystkie algorytmy korekcji fazy opisaną powyżej metodą bazują na dwóch metodach korekcji zaproponowanej przez Mertza [29], [30] oraz Formana [12]. Pierwsza odbywa się w dziedzinie widma, natomiast druga w dziedzinie interferogramu. Realizacja obu wspomnianych korekcji fazy oparta jest na nadmiarowości zapisanego interferogramu. Nadmiarowość informacji występująca w interferogramie polega na tym, że zawiera on niewielki symetryczny obszar wokół głównego maksimum, z którego poprzez dokonanie zespolonej transformaty Fouriera obliczany jest poszukiwany błąd fazy potrzebny do zrealizowania korekcji.

Rysunek 4.1 przedstawia postać przykładowego zmierzonego, jednostronnego i asymetrycznego interferogramu. W celu otrzymania widma z zarejestrowanego niesymetrycznego interferogramu, należy dokonać zespolonej transformaty Fouriera tego interferogramu.



Rysunek 4.1 Jednostronny asymetryczny interferogram $I(-x_{\min}; x; x_{\max})$ dla ciała doskonale czarnego przy temp. 300 K a także krótki obustronny interferogram $I(-x_{\min}; x; x_{\min})$ i lokalizacja głównego maksimum x_0 . x_{\max} jest maksymalna różnica dróg optycznych, której wartość zdeterminowana jest przez wymaganą zdolność rozdzielczą spektrometru a x_{\min} zależy od konstrukcji [29].

Otrzymane widmo można zatem zapisać:

$$TF[R_F(z)] = Re(TF[R_F(z)]) + Im(TF[R_F(z)]) \quad (4.3)$$

gdzie:

$Re(TF[R_F(z)])$, $Im(TF[R_F(z)])$ - odpowiednio rzeczywista i urojona część widma $TF[R_F(z)]$.

Jeśli $R_F(z)$ jest obustronnym interferogramem to można obliczyć moduł widma $TF[R_F(z)]$.

$$|TF[R_F(z)]| = \sqrt{(Re(TF[R_F(z)]))^2 + (Im(TF[R_F(z)]))^2} \quad (4.4)$$

Idealne widmo $E_0(L)$ jest rzeczywiste i wykazuje zerowy błąd fazy, ale w przeciwieństwie do wyznaczonego z pomiarów widma $TF[R_F(z)]$ nie zawiera szumu nieliniowego.

Wyrażenie (4.4) można również zapisać w postaci:

$$TF[R_F(z)] = |TF[R_F(z)]|e^{i\varphi(L)} \quad (4.5)$$

ponieważ błąd fazy $\varphi(L)$ zazwyczaj wolno zmienia się wraz z liczbą falową L , to równanie (4.5), w celu otrzymania poprawnego widma można przekształcić do postaci:

$$E_0(L) = TF[R_F(z)]e^{i\varphi(L)} = Re(TF[R_F(z)])\cos\varphi(L) + Im(TF[R_F(z)])\sin\varphi(L) \quad (4.6)$$

Błąd fazy $\varphi(L)$ we wzorze (4.6) może zostać obliczony z krótkiego obustronnego interferogramu jak to jest realizowane w metodzie korekcji fazy Mertza i Formana.

4.1.1 Metoda korekcji fazy według Mertza

Korekcja fazy według algorytmu Mertza polega na wydobyciu krótkiego, obustronnego interferogramu, zwykle zawierającego 128, 256 lub 512 punktów pomiarowych wokół głównego maksimum w interferogramie, z zapisanego podczas pomiaru sygnału. Następnie poprzez dokonanie na nim zespolonej transformaty Fouriera obliczeniu błędu fazy $\varphi(L)$, który służy do korekcji zgodnie ze wzorem (4.6). Błąd fazy obliczany zostaje według zależności:

$$\varphi(L) = \arctan \frac{Im(TF[R_F(z)])}{Re(TF[R_F(z)])} \quad (4.7)$$

Czynniki $Im(TF[R_F(z)])$ i $Re(TF[R_F(z)])$ są odpowiednio częścią urojoną i rzeczywistą widma $TF[R_F(z)]$ uzyskanego z krótkiego, obustronnego interferogramu.

Korekcja metodą Mertza błędów fazowych opisana jest w literaturze [29], [30] dlatego szczegółowy jej opis nie wchodzi w zakres tej pracy.

4.1.2 Metoda korekcji fazy według Formana

Równoległą do metody Mertza metoda korekcji błędów fazowych jest metoda Formana [12]. Metoda ta matematycznie odpowiada korekcji Mertza, lecz realizowana jest w dziedzinie interferogramu. Symetryzacja zmierzonego interferogramu realizowana jest w oparciu o operację splotu tego interferogramu z obliczona funkcja splotowa $\varphi(L)$ dzięki wykorzystaniu twierdzenia Borela o splocie:

$$TF[a \otimes b] = TF[a]TF[b] \quad (4.8)$$

gdzie:

a, b - przykładowe funkcje splatane.

Korekcja fazy według Formana, a więc stworzenie skorygowanego fazowo interferogramu, polega na splocie między zniekształconym fazowo interferogramem (2.42) a odwrotną transformatą Fouriera funkcji (4.7).

$$I(L) = R_F(z) \otimes TF^{-1}(\varphi(L)) \quad (4.9)$$

Skorygowany fazowo interferogram teoretycznie jest symetryczny, a więc jest funkcją parzystą.

Korekcja metodą Formana podobnie jak metodą Mertza opisana jest w literaturze [12] dlatego szczegółowy jej opis nie wchodzi w zakres tej pracy.

Zastosowane tutaj algorytmy korekcji błędów dyspersyjnych będą w dalszej części pracy wykorzystywane do kalibracji widm marsjańskich, które posłużyły do weryfikacji metod korekcji błędów spowodowanych wibracjami instrumentu, w Planetarnym Spektrometrze Fourierowskim misji Mars Express.

4.2 Korekcja funkcji aparaturowej w sygnale mierzonym

Przedstawione w rozdziale 4.1 metody korekcji błędów fazowych są wykorzystywane głównie do korekcji zniekształceń jako funkcji liczby falowej. Jak wspomniano są to głównie błędy spowodowane poprzez elementy optyczne i elektroniczne, niesymetryczne próbkowanie tzn. punkt próbkowania nie przypada dokładnie na maksymalną wartość interferogramu oraz statyczne błędy justowania.

Błędy fazowe zależne zarówno od liczby falowej i różnicy dróg optycznych są powodowane przez błędy próbkowania, zmieniające się wraz z różnicą dróg optycznych, błędy justowania (np. zmiana nachylenia zwierciadła ruchomego).

Poniżej przedstawiona zostanie metoda korekcji błędu zależnego od różnicy dróg optycznych, więc zakłada się, że korekcja błędu fazy zależnego od liczby falowej została już uprzednio wykonana i pomija się czynnik fazowy związany z tym czynnikiem (korekcja Mertza/ Formana).

Przedstawiona metoda korekcji widma zniekształconego przez efekty instrumentalne opiera się na wykorzystaniu transformaty Fouriera. Wyznaczenie funkcji zniekształcającej odbywa się w dziedzinie interferogramu.

Metoda korekcji bazuje na wyselekcjonowaniu z otrzymanego z pomiarów widma rozciągniętego pojedynczej, zniekształconej przez błędy pomiaru linii spektralnej. Bazując na pojedynczej linii spektralnej, uzasadnione wydaje się przyjęcie założenia, że błąd fazy $\varphi(z, L)$ oraz amplitudowa modulacja interferogramu $A(z, L)$ nie zależy od liczby falowej a jedynie od różnicy dróg optycznych. Transformatę Fouriera sygnału spektrometrycznego można zapisać następującym wzorem:

$$E_F(L) = E(L) \otimes L(L) \quad (4.10)$$

Powyższa funkcja w sposób jawny opisuje fakt, iż widmo otrzymane z pomiaru spektrometrem $E_F(L)$, jest wynikiem splotu charakterystyki spektralnej źródła badanego $E(L)$ oraz funkcji aparaturowej (ILS - instrumental line shape) $L(L)$.

Należy tutaj nadmienić, że funkcja aparaturowa zależy w tym przypadku zarówno od funkcji apodyzującej interferogram (kształtu okna pomiarowego) jak również od występujących błędów instrumentalnych, zależnych od różnicy dróg optycznych.

Funkcja aparaturowa przedstawiona może być w postaci [11]:

$$L(L) = TF^{-2\pi Lz} [A(z) \exp(i\varphi(z))] \quad (4.11)$$

natomiast funkcję do niej odwrotną, wykorzystywaną do korekcji błędów instrumentalnych, można przedstawić w postaci:

$$L^{-1}(L) = TF^{-2\pi Lz} \left[\frac{1}{A(z)} \exp(-i\varphi(z)) \right] \quad (4.12)$$

Przeprowadzenie operacji splotu pomiędzy widmem zmierzonym przez spektrometr i funkcją odwrotną do funkcji aparaturowej $L^{-1}(L)$, prowadzi do korekcji zniekształcenia funkcji aparaturowej, zgodnie z poniższymi zależnościami:

$$E_F(L) \otimes L^{-1}(L) = E(L) \otimes L(L) \otimes L^{-1}(L) \quad (4.13)$$

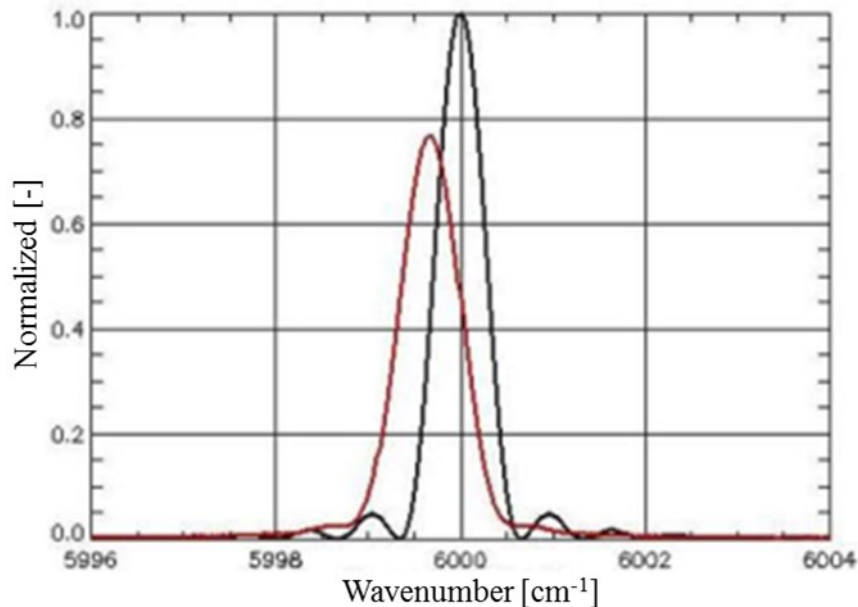
Zgodnie z (4.11) i (4.12) otrzymujemy:

$$E_F(L) \otimes L^{-1}(L) = E(L) \otimes \text{sinc}\left(\frac{\pi^2 L}{z_{max}}\right) \quad (4.14)$$

Kolejne operacje procedury korygującej zniekształcenie funkcji aparaturowej są następujące [44]:

- wyselekcjonowanie z otrzymanego z pomiarów widma rozciągniętego pojedynczej, zniekształconej przez błędy pomiaru linii spektralnej, zwykle jest to linia CO₂ lub metanu; na Rysunek 4.2 przedstawiono zasymulowaną linię spektralną ze sztucznie wprowadzonym błędem instrumentalnym, błąd ten objawia się tym, że pojedyncza zniekształcona linia spektralna jest wynikiem splotu idealnej funkcji aparaturowej oraz funkcji prostokątnej, której wysokość i szerokość zależy od

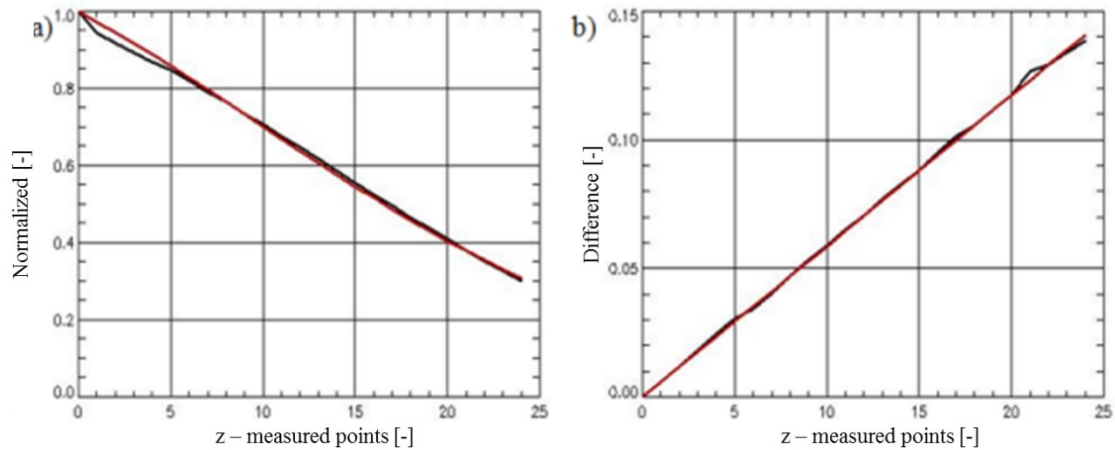
wartości pola widzenia spektrometru; funkcja aparaturowa została zasymulowana dla liczby falowej 6000 cm^{-1} oraz dla maksymalnego przesuwu zwierciadła 1 cm ,



Rysunek 4.2 Porównanie pojedynczej linii spektralnej idealnej (kolor czarny) oraz zniekształconej przez efekt aperturowy (kolor czerwony) – kąt pola widzenia $0,015\text{ rad}$.

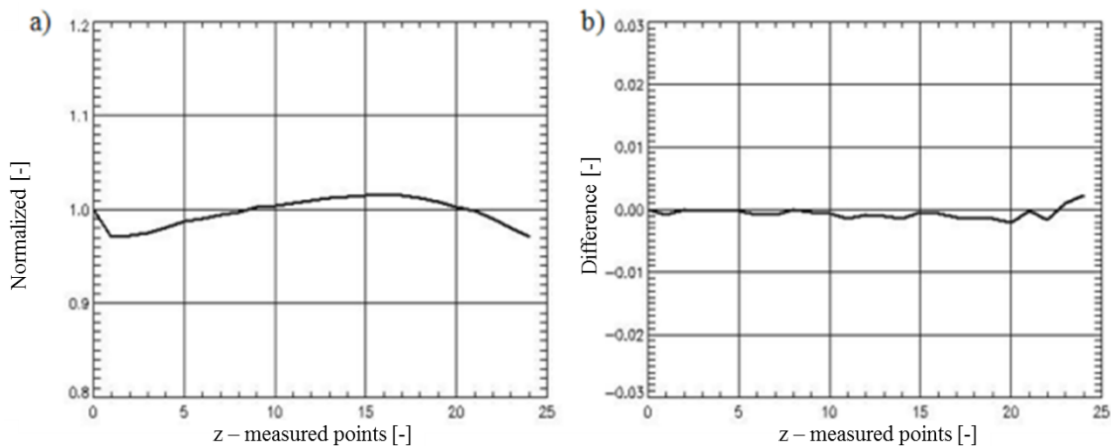
- wykonanie transformaty Fouriera wcześniej wyselekcjonowanej linii spektralnej, która przyjmuje postać: $\Lambda(z)\exp(i\Phi z)$ (gdzie: $\Lambda(z)$ jest amplitudą funkcji zespolonej, natomiast Φ fazą), która składa się z funkcji zniekształcającej interferogram postaci: $A(z)\exp[i\varphi(z)]$ oraz funkcji zależnej tylko od przyjętej do tej analizy szerokości linii spektralnej i zdolności rozdzielczej instrumentu. Amplituda tej drugiej z opisywanych wyżej funkcji może być przybliżona funkcją wykładniczą postaci: $\exp(-\alpha z - \beta z^2)$, natomiast jej faza może być przybliżona funkcją liniową „ mz ”; współczynniki α i β funkcji otrzymuje się na podstawie dopasowania funkcji wykładniczej do funkcji $\Lambda(z)$, natomiast współczynnik „ m ” otrzymuje się na podstawie dopasowania funkcji liniowej do funkcji $\Lambda(z)$;

Rysunek 4.3a przedstawia porównanie znormalizowanej do wartości jednostkowej funkcji amplitudy $\Lambda(z)$ (kolor czarny) oraz funkcji wykładniczej postaci $\exp(-\alpha z - \beta z^2)$, (kolor czerwony), natomiast na rysunku b) przedstawiono porównanie znormalizowanego kształtu funkcji fazy $\Phi(z)$ (kolor czarny) oraz funkcji liniowej postaci mz (kolor czerwony). Oś odciętych przedstawia kolejne punkty pomiarowe;



Rysunek 4.3 a) Porównanie znormalizowanej funkcji $\Lambda(z)$ (kolor czarny) oraz funkcji wykładniczej postaci $\exp(-\alpha z - \beta z^2)$ (kolor czerwony). b) Porównanie znormalizowanego kształtu funkcji $\Phi(z)$ (kolor czarny) oraz funkcji liniowej postaci mz (kolor czerwony).

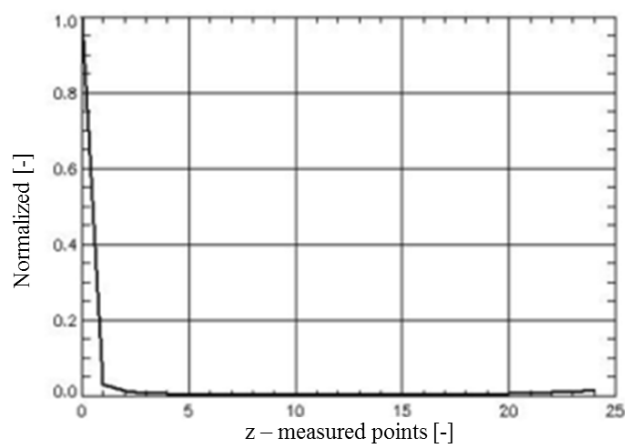
Amplitudę $A(z)$, funkcji zniekształcającej interferogram otrzymuje się poprzez podzielenie funkcji $\Lambda(z)$ przez funkcję wykładniczą, natomiast fazę $\varphi(z)$ poprzez odjęcie od funkcji $\Phi(z)$ funkcji liniowej. Wyniki tych działań zostały przedstawione na Rysunek 4.4.



Rysunek 4.4 a) Funkcja $A(z) = \Lambda(z) / (\exp(-\alpha z - \beta z^2))$, b) Funkcja $\varphi(z) - mz$.

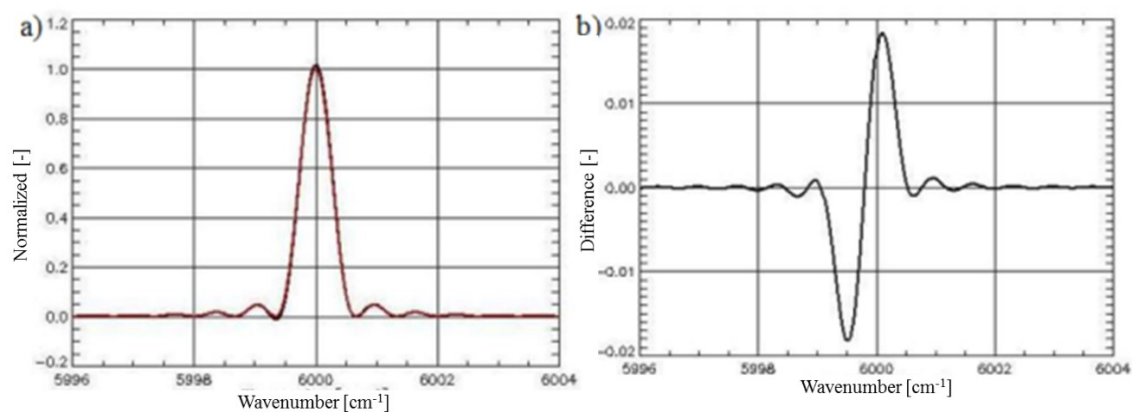
- wykonanie transformaty Fouriera funkcji $(1/A(z)) \exp[-i\varphi(z)]$, dzięki czemu otrzymujemy funkcję $L^{-1}(L)$, odwrotną do funkcji aparaturowej Rysunek 4.5,
- wykonanie splotu funkcji $L^{-1}(L)$ i zniekształconej linii spektralnej $E_F(L)$ otrzymanej z pomiaru spektrometrem lub zasymulowanej numerycznie;

Po tej ostatniej operacji otrzymujemy idealną funkcję aparaturową pozbawioną sztucznie wprowadzonego błędu instrumentalnego.



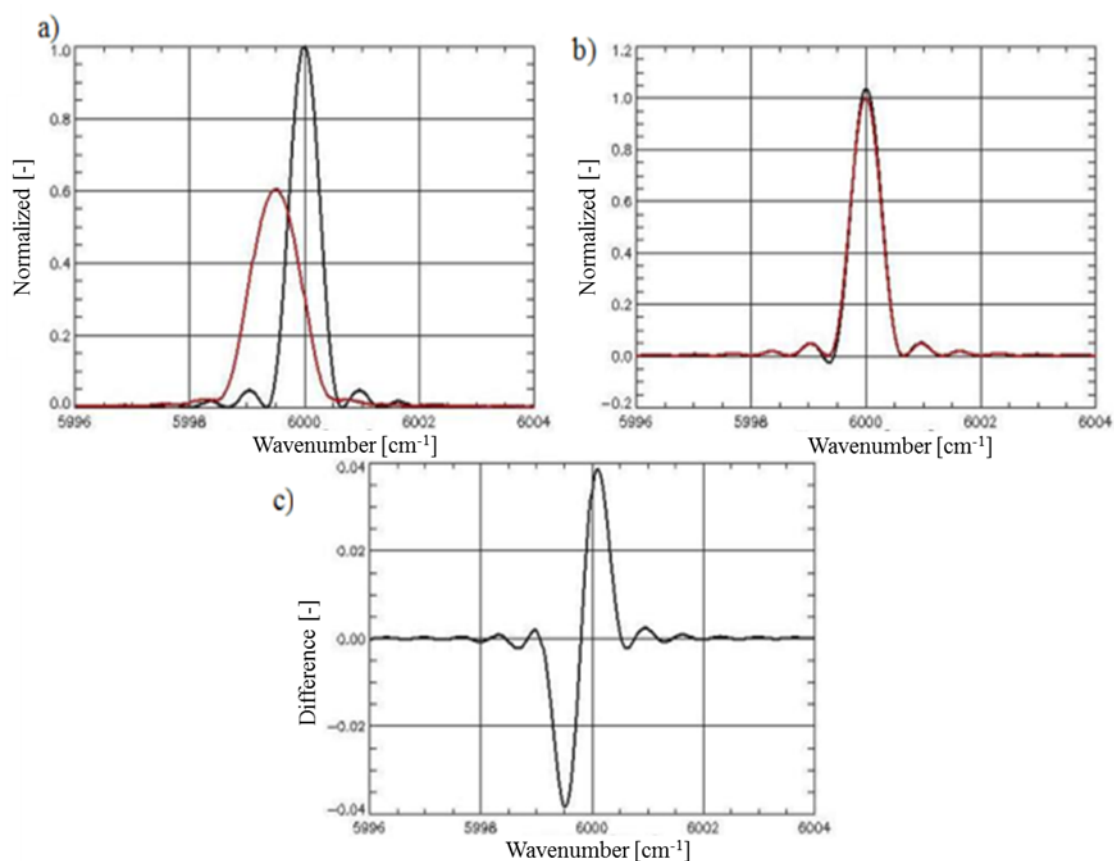
Rysunek 4.5 Funkcja $L^{-1}(L)$, odwrotna do funkcji aparaturowej.

Rysunek 4.6 przedstawia porównanie idealnej, zakładanej linii spektralnej (kolor czarny) oraz linii spektralnej odzyskanej (kolor czerwony), natomiast na rysunku b) Różnica pomiędzy tymi funkcjami (błąd odzyskania linii spektralnej),



Rysunek 4.6 Porównanie idealnej zakładanej linii spektralnej (kolor czarny) oraz linii spektralnej odzyskanej (kolor czerwony). b) Różnica pomiędzy funkcjami.

Rysunek 4.7 przedstawia wyniki symulacji dla przypadku, gdy pojedyncza linia spektralna jest zniekształcana przez efekt aperturowy, a kąt pola widzenia wynosi 0.018 rad.

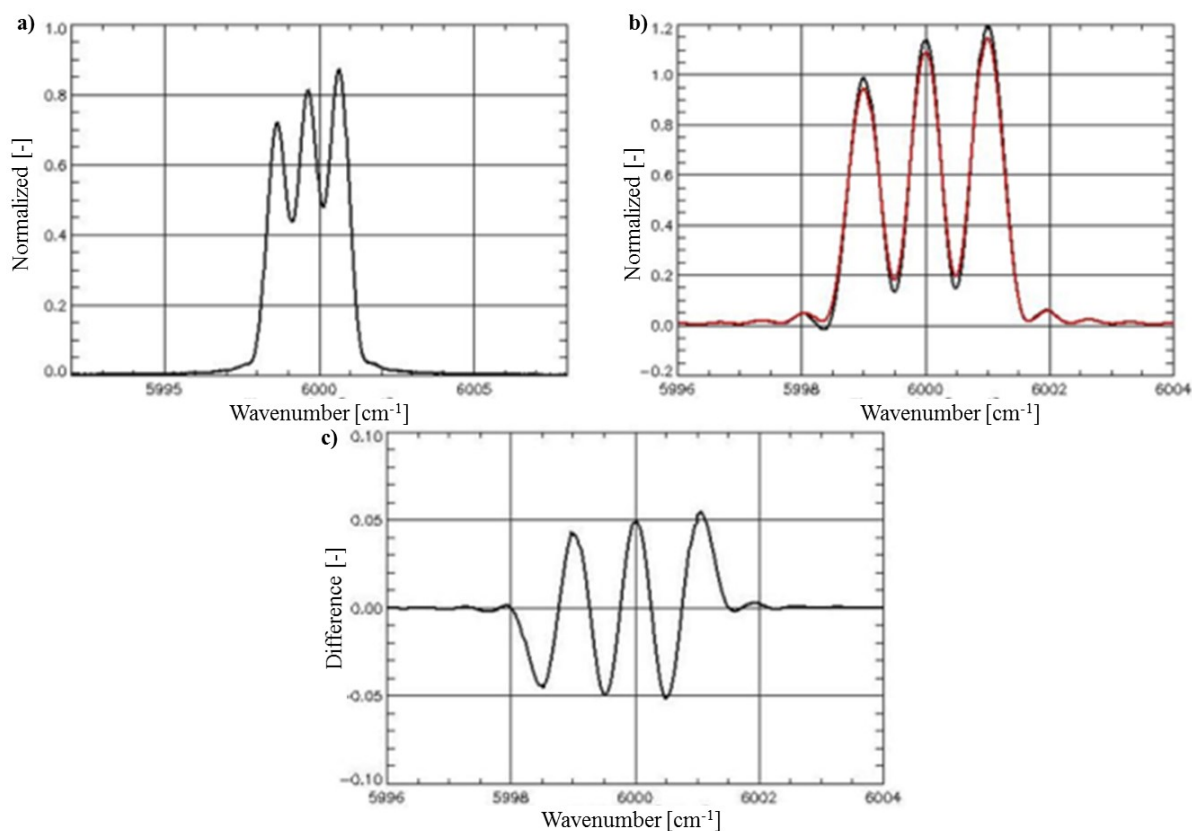


Rysunek 4.7 a) Porównanie pojedynczej linii spektralnej idealnej (kolor czarny) oraz zniekształconej przez efekt aperturowy (kolor czerwony) – kąt pola widzenia 0.018 rad. b) Porównanie idealnej założonej linii spektralnej (kolor czerwony) oraz linii spektralnej odzyskanej (kolor czarny). c) Różnica pomiędzy skorygowaną i idealną funkcją.

Symulacje zostały przeprowadzone również dla przypadku, gdy zniekształcane przez efekt aperturowy (kąt pola widzenia spektrometru 0.015 rad) jest widmo składające się z trzech linii spektralnych o różnych amplitudach, Rysunek 4.8.

W tym przypadku najpierw dla pojedynczej linii spektralnej zniekształconej przez taki sam efekt wyznaczana jest funkcja $L^{-1}(L)$, a następnie jest ona splatana ze zniekształconym widmem trzech linii spektralnych.

Zasymulowane widmo składa się z trzech linii spektralnych o liczbach falowych: 5999, 6000 i 6001 cm^{-1} o amplitudach odpowiednio: 0.9, 1 i 1.1.



Rysunek 4.8 a) Widmo składające się z trzech linii spektralnych zniekształcone przez efekt aperturowy – kat pola widzenia spektrometru 0,015 rad b) Porównanie idealnego widma (kolor czerwony) oraz widma odzyskanego (kolor czarny). c) Różnica pomiędzy tymi widmami.

Błędy odzyskiwania funkcji pierwotnej są rzędu 7%, co decyduje, że przedstawiona metoda pozwala w pełni odzyskać funkcje pierwotną.

Oprócz opisanej tutaj metody dekonwolucyjnej korekcji fazowej funkcji aparaturowej istnieje szereg innych metod np.: dekonwolucji z wykorzystaniem regularyzacji Tikhonov'a [45], dekonwolucji z wykorzystaniem pseudo odwrotności macierzy [25], [45]–[47].

Przedstawione metody korekcji funkcji ILS są powszechnie opisywane w literaturze oraz stosowane do korekcji sygnału. Niestety charakteryzują się ograniczoną użytecznością w korygowaniu zniekształceń pochodzących od wibracji instrumentu ze względu na dużą czułość na zniekształcenia przypadkowe oraz problemy z korekcją zniekształceń nieliniowych.

4.3 Korekcja zmodulowanego sygnału detekowanego

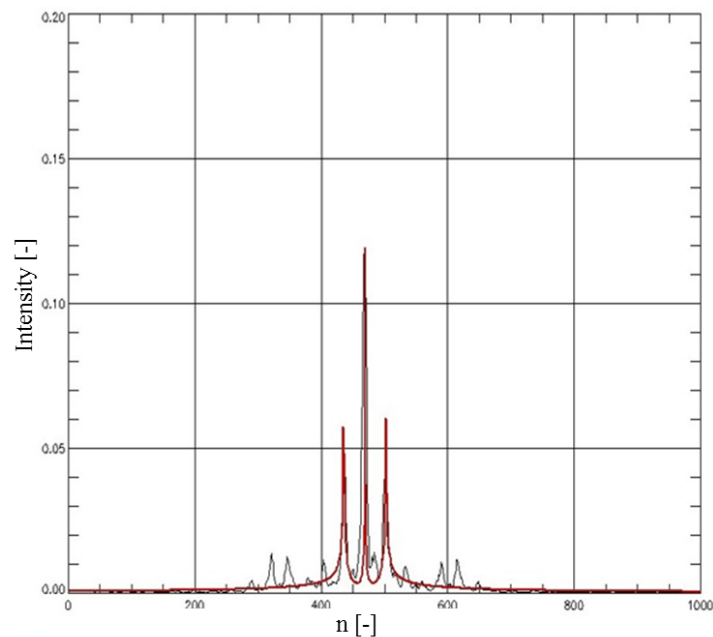
Korekcja błędów spowodowanych modulacją amplitudy sygnału rejestrowanego $R(z)$ (2.7) bazuje na odzyskiwaniu współczynników modulacji z sygnału referencyjnego, będącego źródłem próbkującym (nieodzowny element toru pomiarowego spektrometru fourierowskiego). W następnym kroku na korekcji sygnału rejestrowanego, wykorzystując metodę macierzy odwrotnej [48], [49], bazując na współczynnikach modulacji (uzyskanych w kroku pierwszym).

- **określenie parametrów sygnału modulującego m , F**

W kroku pierwszym, sygnał referencyjny zmodulowany amplitudowo możemy opisać wzorem (3.51). Wykorzystując jedną z numerycznych metod minimalizacji błędu średnio kwadratowego (w tym przypadku funkcją minimalizacji Amoeba), pomiędzy sygnałem zmodulowanym amplitudowo (opisanym wzorem (3.51) - rzeczywisty sygnał referencyjny) a założonym idealnym sygnałem (bez modulacji), możemy określić parametry m i F (gdzie: n – liczba próbek).

Na Rysunek 4.9 , przedstawiono przykładowy, zmodulowany sygnał referencyjny z kanału SW Planetarnego Spektrometru Fourierowskiego (linia czarna) oraz dopasowany do niego sygnał wzorcowy (linia czerwona). Sygnał lasera z PFS - SW charakteryzuje się następującymi parametrami:

- częstotliwość próbkowania: 72800 Hz,
- częstotliwość podstawowa: 2kHz.



Rysunek 4.9 Widmo lasera kanału SWC - PFS (krzywa czarna), linia czerwona widmo dopasowane.

Na podstawie wykonanego dopasowania stwierdzono, że sygnał z lasera charakteryzuje się następującymi parametrami modulacji:

- głębokość modulacji: 1.74,
- częstotliwość modulacji: 150 Hz

W tym przypadku zastosowana metoda dopasowująca odwzorowuje sygnał zmodulowany (do drugiej harmonicznej) z błędem bezwzględnym ok. 2%. Nie odtwarza natomiast harmonicznym wyższych rzędów (powyżej drugiej). Jednak ze względu na niską gęstość widmową mocy, dalszych harmonicznym (ok. 0.1 prążka głównego), można je pominąć.

- **Korekcja sygnału mierzonego, zmodulowanego amplitudowo**

W kroku drugim, mierzony sygnał zmodulowany amplitudowo możemy opisać następująco:

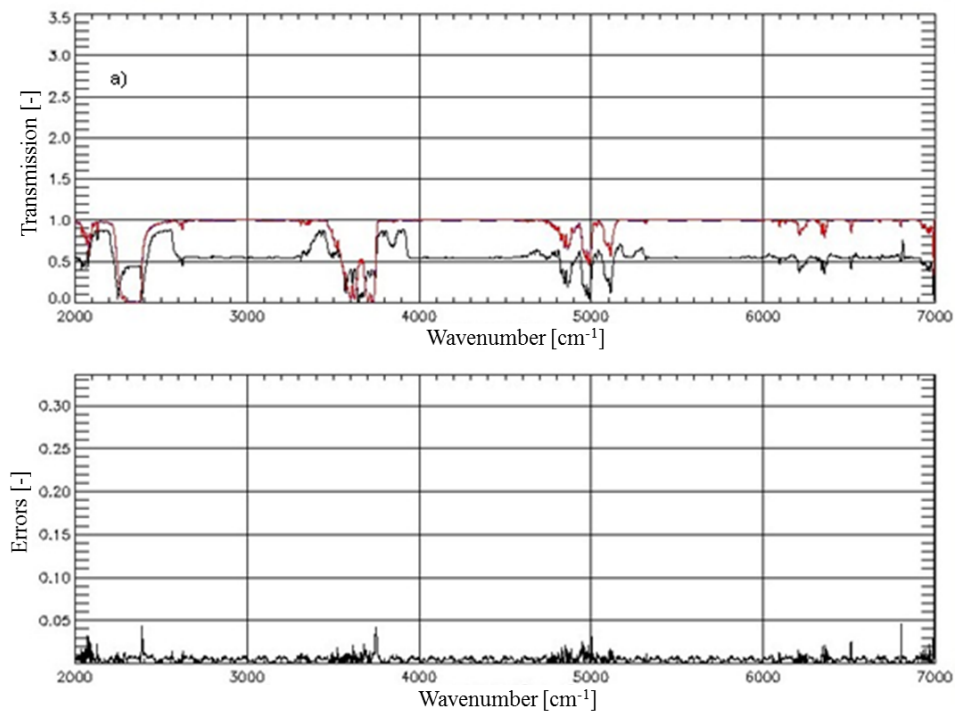
$$R_{AM}(z) = R(z)[1 + m\cos(2\pi Fz)] \quad (4.15)$$

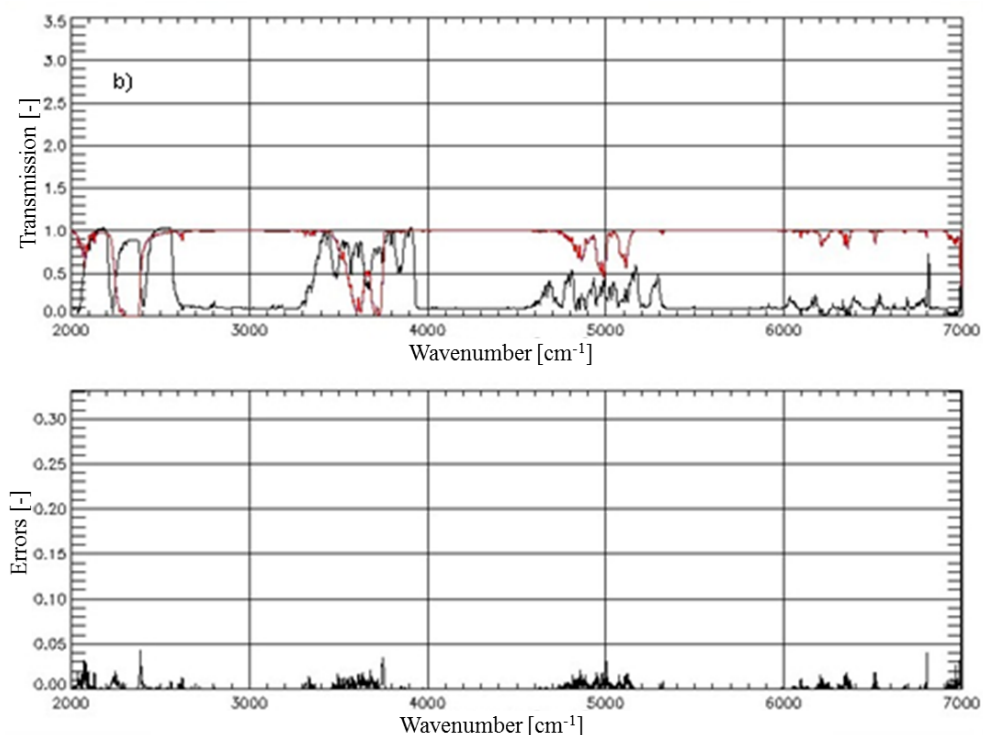
gdzie:

$R_{AM}(z)$ - sygnał rejestrowany, zmodulowany amplitudowo.

Korekcja sygnału mierzonego zmodulowanego amplitudowo, sprowadza się zatem do wyznaczenia wyrażenia $R(z)$ z równania (4.15).

Przykład widma CO_2 przed i po korekcji modulacji amplitudowej źródła detekowanego przedstawia Rysunek 4.10.





Rysunek 4.10 Widmo CO₂, linia czerwona – spektrum przed modulacją, linia niebieska – spektrum skorygowane, linia czarna – spektrum zmodulowane amplitudowo, a) $F = 60 \text{ cm}^{-1}$, $m = 1$, b) $F = 60 \text{ cm}^{-1}$, $m = 2$ (oś odciętych – wavenumber [cm^{-1}], oś rzędnych – transmitancja znormalizowana jest do 1).

Wykonanie korekcji sygnałów zniekształconych błędami modulacji amplitudowej źródła detekowanego pozwala odzyskać wzorcowy sygnał z błędami amplitudowymi ok. 5 %. Co decyduje o tym, że zdolność odzyskiwania sygnału idealnego jest duża. Najważniejsze dla właściwej korekcji jest konieczność dokładnego określenia współczynników charakterystycznych: głębokości modulacji, m oraz częstotliwości modulacji, F . Dlatego bardzo ważną rzeczą jest dobór odpowiedniej funkcji minimalizacji błędu średnio kwadratowego, dopasowującej zniekształcony sygnał referencyjny do sygnału wzorcowego. Mankamentem przedstawionej metody jest znaczny czas obliczeń, przy korekcji sygnałów o dużej liczbie próbek, wynikający z konieczności operowania na macierzach dwuwymiarowych. Korekcję błędów wywołanych zjawiskiem extra samplingu (opisanego w rozdziale 3.3) wykonujemy analogicznie jak korekcję błędów wywołanych modulacją fazową sygnału referencyjnego, opisaną w następnym paragrafie.

4.4 Korekcja sygnału mierzonego obarczonego błędami próbkowania

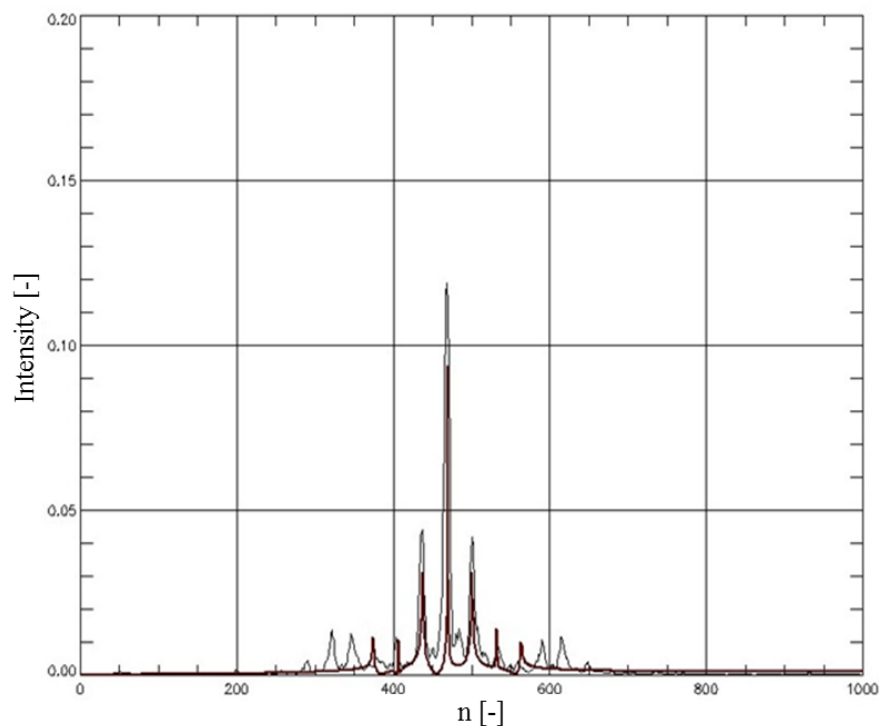
Wpływ modulacji sygnału referencyjnego na sygnał mierzony został opisany w rozdziale 3.3. Tak jak wspomniano wcześniej tego rodzaju błędy wywołane są przede wszystkim drganiami instrumentu. W tym rozdziale opisana będzie korekcja tego rodzaju zniekształceń.

Przedstawiona poniżej korekcja jest nowatorską metodą w korekcjach tego typu zniekształceń [48], [49].

Opracowana korekcja błędów widma spowodowanych modulacją źródła referencyjnego jest wykonywana dwuetapowo:

- określenie parametrów modulacyjnych zmodulowanego sygnału referencyjnego
- Przy harmonicznym błędzie sygnału referencyjnego rejestrowany interferogram jest zapisany za pomocą równania (3.55). Określenie parametrów modulacji sygnału referencyjnego następuje podobnie jak w przypadku korekcji zmodulowanego sygnału detekowanego (co zostało opisane w poprzednim rozdziale). W tym przypadku stosując funkcję minimalizacji błędu średnio kwadratowego ('Amoeba'), pomiędzy rzeczywistym sygnałem referencyjnym $p(t)$, Rysunek 2.1, zmodulowanym w wyniku wibracji a założonym idealnym sygnałem referencyjnym (bez modulacji), możemy określić parametry: m , F .

Przykład odzyskiwania parametrów sygnału zmodulowanego m , F .



Rysunek 4.11 Widmo lasera dla PFS - SWC (linia czarna) wraz z funkcją aproksymującą (linia brązowa).

Dla tego przypadku zmodulowane widmo laserowe charakteryzuje się następującymi parametrami: $L = 2000$ Hz, $F = 150$ Hz, $m = 1$.

- korekcja sygnału mierzonego zmodulowanego poprzez sygnał referencyjny, dla wyznaczonych parametrach modulacji, Opis analityczny korygowanych w tym podpunkcie błędów fazowych przedstawiony był w rozdziale 4.

Rozkładając wyrażenie (3.55) według wzoru Taylora uzyskujemy:

$$I_{PM}(z) = I(L) + I'(L)\epsilon_P(z) + I''(L)\epsilon_P^2(z) \quad (4.16)$$

Korzystając z własności transformaty Fouriera (4.16) możemy zapisać:

$$I^n(z) = DT[(2\pi iL)^n DT(I(L))] \quad (4.17)$$

gdzie:

DT - dyskretna transformata Fouriera,

n - rząd pochodnej.

Korzystając z powyższych zależności możemy zapisać:

$$I_{PM}(z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(m) \cos(2\pi z(L_0 - nF)) \quad (4.18)$$

a następnie:

$$I_{PM}(z) = (I(z) + [DT(2\pi iL)] \otimes I(z))\epsilon(z) + 0.5([DT(2\pi iL)]^2 \otimes I(z))\epsilon^2(z) \quad (4.19)$$

Modyfikując powyższe wyrażenie do postaci macierzowej uzyskujemy:

$$\{I_B\} = [I]^T \{h\} \{\epsilon_P\} + 0.5 [I]^T \{h\}^2 \{\epsilon_P\}^2 \quad (4.20)$$

gdzie: $\{I_B\} \equiv I_{PM}(z)$,

$[I]^T$ - transponowana macierz funkcji poszukiwanej, $\{\epsilon_P\}$ - wektor funkcji błędu.

$$[I]^T = \begin{bmatrix} I(0)I(-1) & \dots & I(-N+1) \\ I(1)I(0) & \dots & I(-N+2) \\ I(2)I(1) & \dots & I(-N+3) \end{bmatrix}$$

$\{h\} = DT(2\pi iL)$.

Następnie wykorzystując (4.20) otrzymujemy:

$$\{I_B\} = \sum_K [I]^T ([II] + \{h\}\{\epsilon_P\} + \{h\}^2 \{\epsilon_P\}^2)$$

(4.21)

Powyższy wzór możemy zapisać jako:

$$\{I_B\} = \sum_K [\underline{I}]^T [H]$$

(4.22)

gdzie:

\sum_K – operacja sumowania kolejnych kolumn macierzy,

$[II]$ - macierz o jednostkowej pierwszej kolumnie,

$$[H] = [\underline{I}]^T ([II] + \{h\}\{\epsilon_P\} + \{h\}^2\{\epsilon_P^2\}).$$

Z powyższego równania znając $\{I_B\}$ wyznaczamy poszukiwany wektor $\{I\}$ (sygnał przed modulacją):

$$\{I\} = [F]^{-1}\{I_B\}$$

(4.23)

gdzie:

$$[F] = \sum_{L(1:N-1)} \sum_{k=0}^{N-1} H(n + (N - k)),$$

k - liczba kolumn,

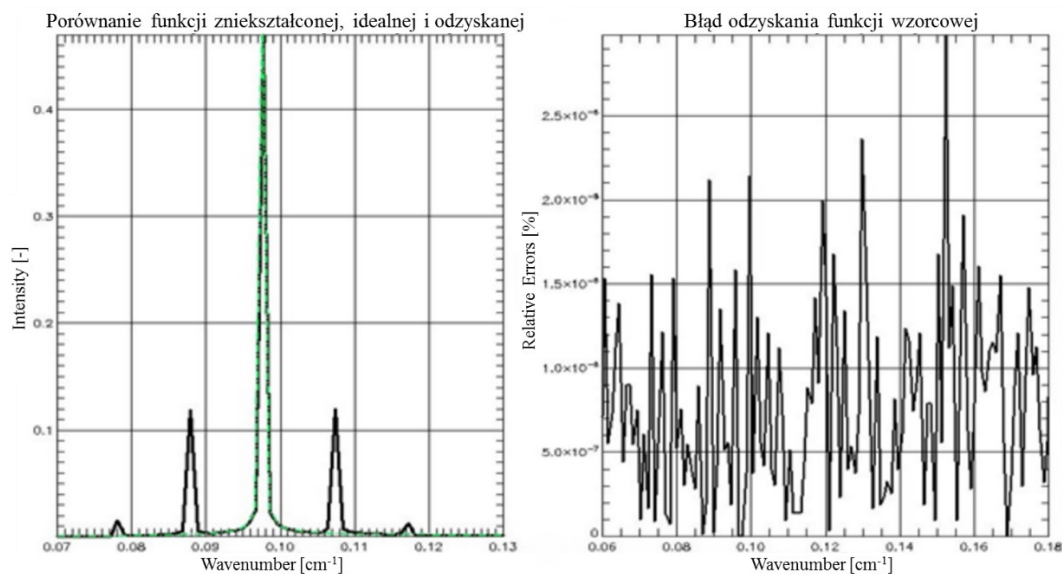
N - liczba punktów pomiarowych,

L - liczba iteracji, odpowiadająca liczbie punktów pomiarowych.

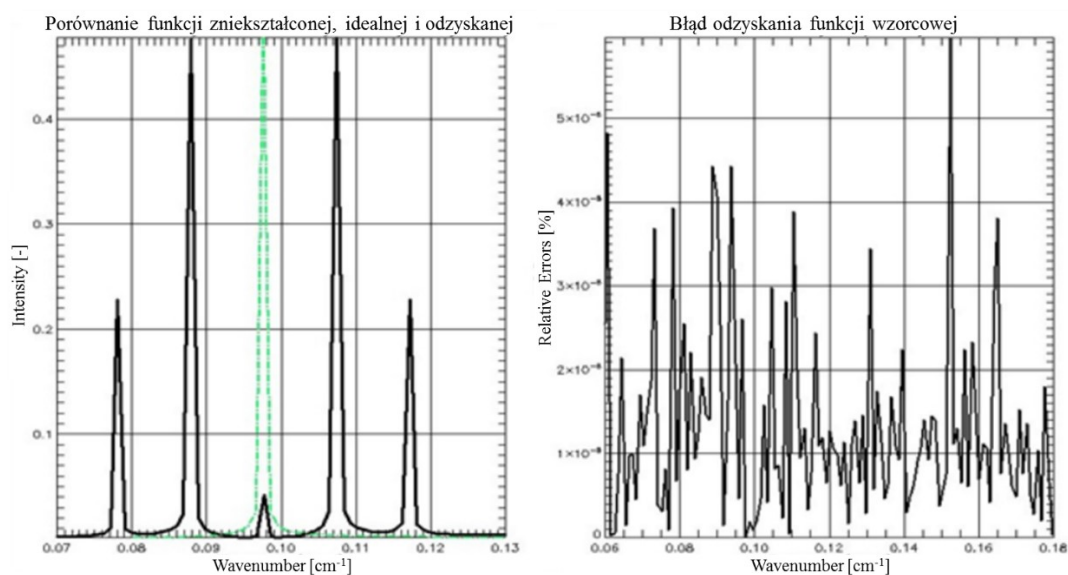
Przykłady odzyskiwania sygnału mierzonego, zniekształconego zmodulowanym sygnałem referencyjnym.

- **Korekcja pojedynczej oraz trzech zmodulowanych linii spektralnych (widmo wzorcowe).**

Funkcja wzorcową jest sygnał o częstotliwości $L = 200\text{Hz}$, zmodulowany częstotliwością $F = 20\text{Hz}$, przy głębokości modulacji $m = 0.5$ i 2.

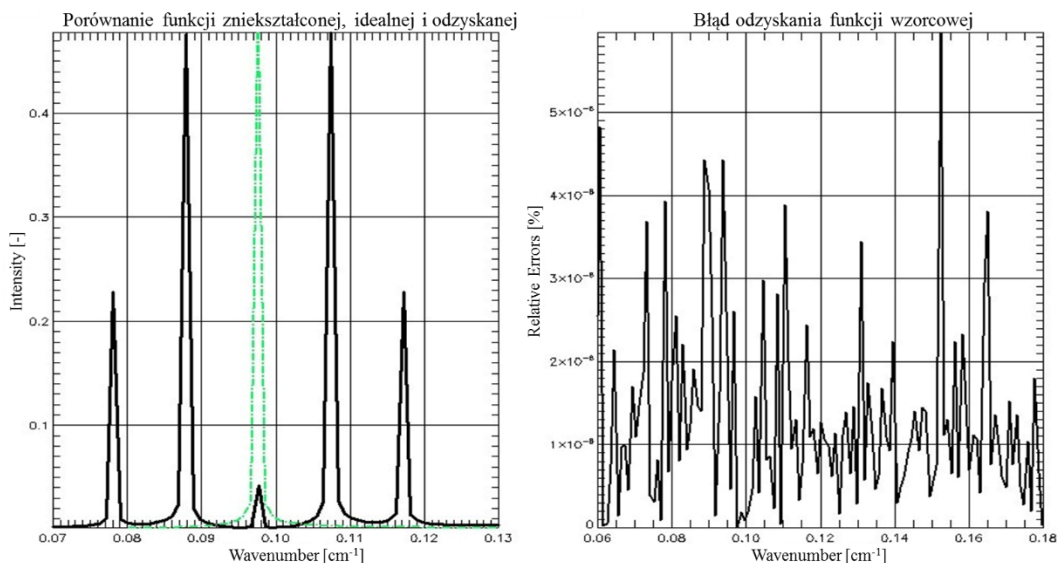


Rysunek 4.12 Pojedyncza zmodulowana linia spektralna (kolor czarny) $L = 200\text{Hz}$, $F = 20\text{Hz}$, $m = 0.5$ oraz odzyskana linia spektralna (kolor zielony), (oś odciętych – wavenumber [cm^{-1}], oś rzędnych – intensywność).

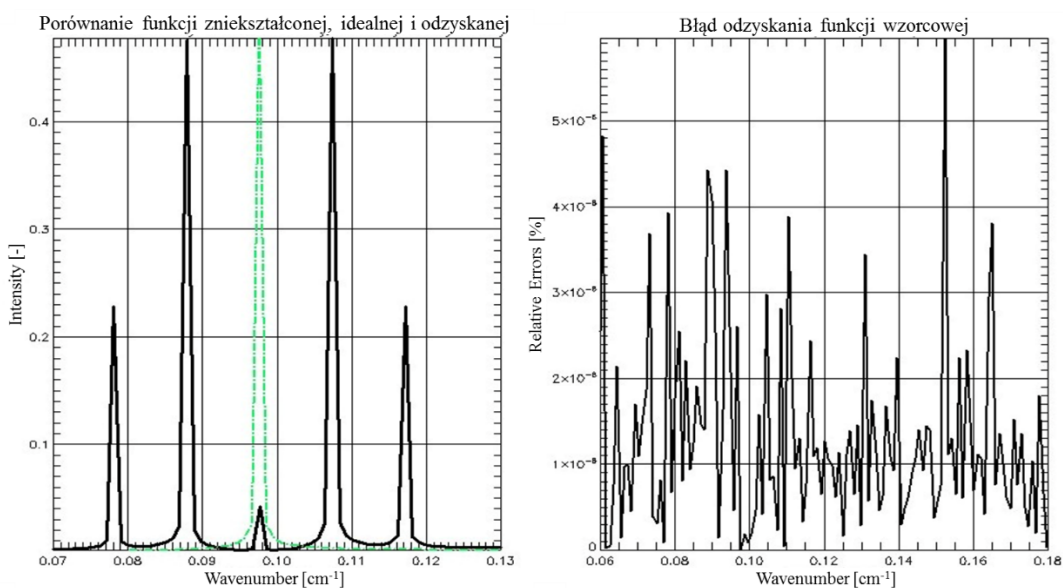


Rysunek 4.13 Pojedyncza zmodulowana linia spektralna (kolor czarny) $L = 200\text{Hz}$, $F = 20\text{Hz}$, $m = 2$ oraz odzyskana linia spektralna (kolor zielony), (oś odciętych – wavenumber [cm^{-1}], oś rzędnych – intensywność).

Funkcją wzorcową jest sygnał zawierający trzy częstotliwości podstawowe $L_1 = 200\text{Hz}$, $L_2 = 210\text{Hz}$, $L_3 = 220\text{Hz}$, zmodulowany częstotliwością $F = 20\text{Hz}$, przy głębokości modulacji $m = 0.5, 2$.



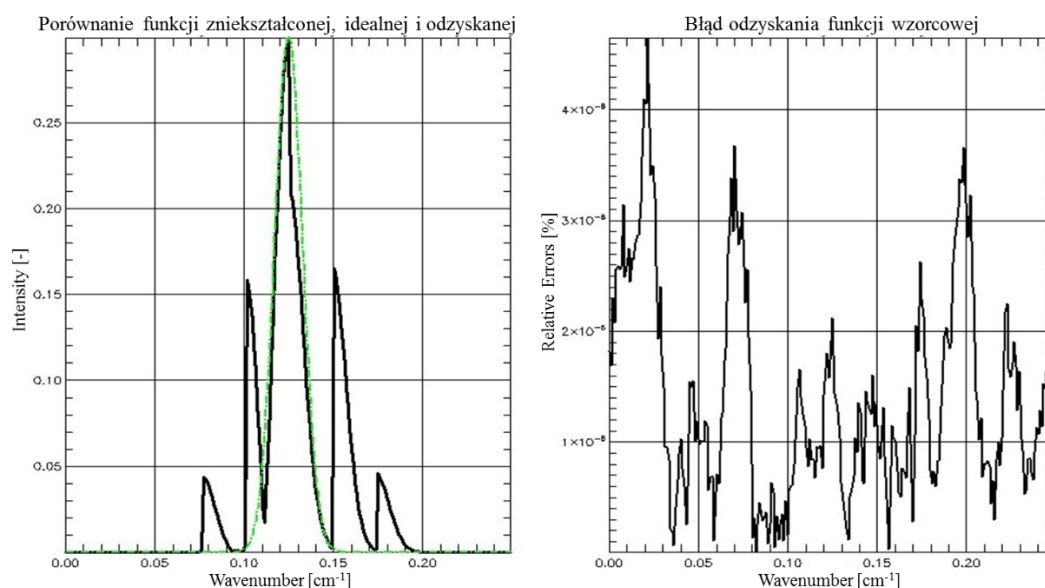
Rysunek 4.14 Trzy zmodulowane linie spektralne (kolor czarny) $L_1 = 200\text{Hz}$, $L_2 = 210\text{Hz}$, $L_3 = 220\text{Hz}$, $F = 20\text{Hz}$, $m = 0.5$ oraz odzyskana linia spektralna (kolor zielony), (oś odciętych – wavenumber [cm^{-1}], oś rzędnych – intensywność).



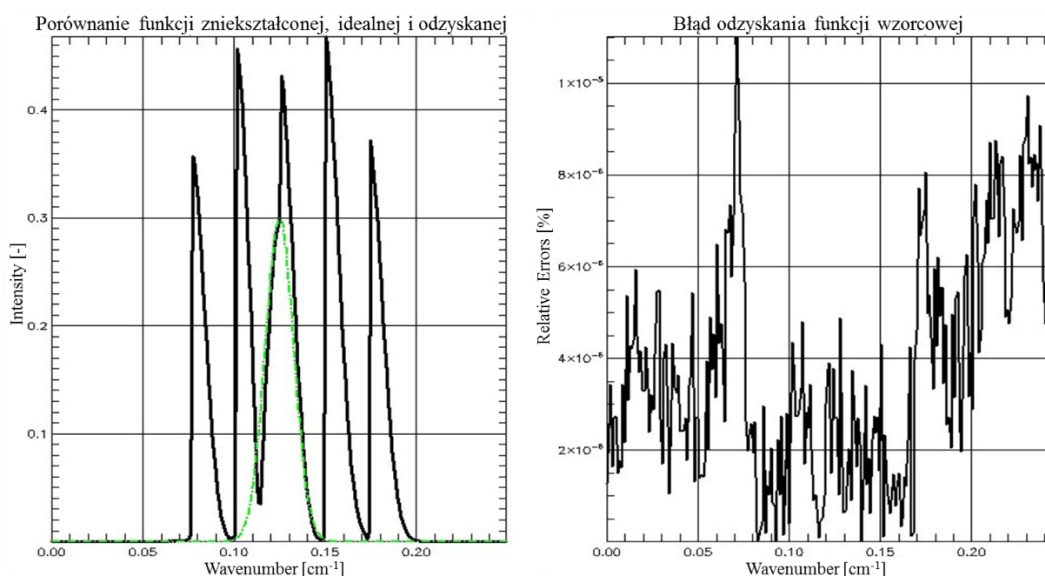
Rysunek 4.15 Trzy zmodulowane linie spektralne (kolor czarny) $L_1 = 200\text{Hz}$, $L_2 = 210\text{Hz}$, $L_3 = 220\text{Hz}$, $F = 20\text{Hz}$, $m = 2$ oraz odzyskana linia spektralna (kolor zielony), (oś odciętych – wavenumber [cm^{-1}], oś rzędnych – intensywność).

- **Korekcja zmodulowanej funkcji Gaussa.**

Funkcją wzorcową jest funkcja Gaussa ($\bar{x} = 5.2$, $\sigma = 2$) zmodulowana częstotliwością $F = 20\text{Hz}$, przy głębokości modulacji $m = 0.5$ oraz 2 .



Rysunek 4.16 Zmodulowana funkcja Gaussa (kolor czarny) $F = 20\text{Hz}$, $m = 0.7$ oraz odzyskana linia spektralna (kolor zielony), (oś odciętych – wavenumber [cm^{-1}], oś rzędnych – intensywność).



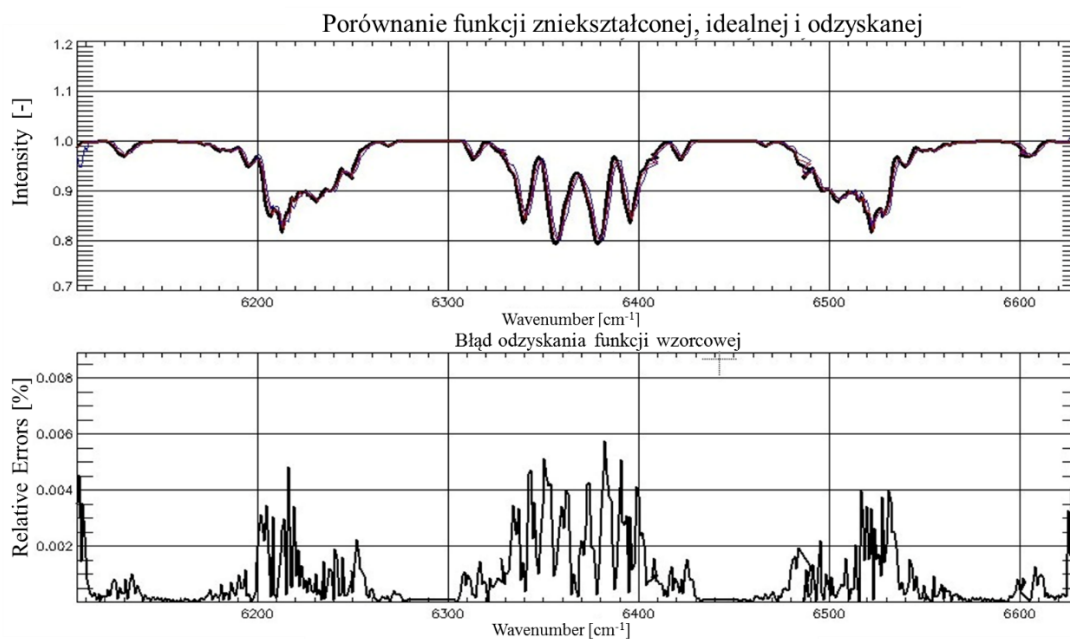
Rysunek 4.17 Zmodulowana funkcja Gaussa (kolor czarny) $F = 20\text{Hz}$, $m = 2$, oraz odzyskana linia spektralna (kolor zielony), (oś odciętych – wavenumber [cm^{-1}], oś rzędnych – intensywność).

- **Korekcja zniekształconego widma rozciągniętego CO_2**

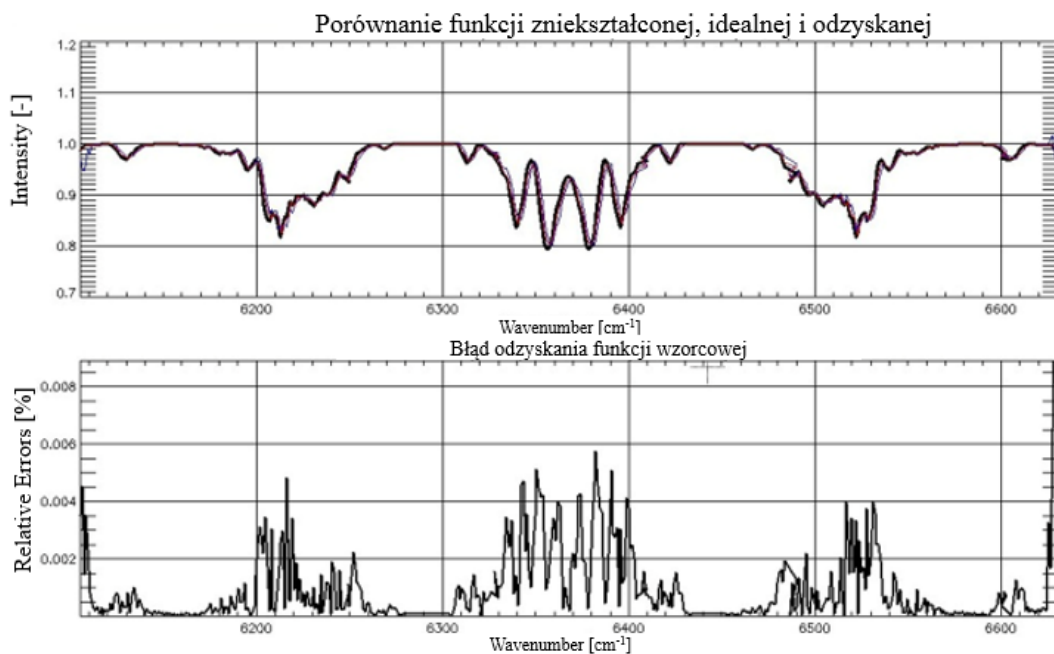
Syntetyczne widmo transmitancji CO_2 z zakresu $6100 - 6650\text{cm}^{-1}$ o rozdzielczości 1.02cm^{-1} zostało poddane modulacji fazowej, następnie wykorzystując opisaną powyżej metodę filtracji adaptacyjnej odzyskano funkcję podstawową.

Wyżej opisana metoda charakteryzuje się bardzo dobrymi rezultatami odzyskiwania funkcji pierwotnej. Błąd wyznaczenia funkcji pierwotnej jest rzędu $1\text{E}-6$, nawet przy dużym zniekształceniu modulacyjnym. Należy jednak zauważyć, że sygnał

analizowany pozbawiony jest szumu. W dalszej części rozdziału zostanie pokazana korekcja sygnału rzeczywistego. Natomiast szczegółowa analiza wyników korekcji przedstawiona jest w rozdziale 5 oraz 7.

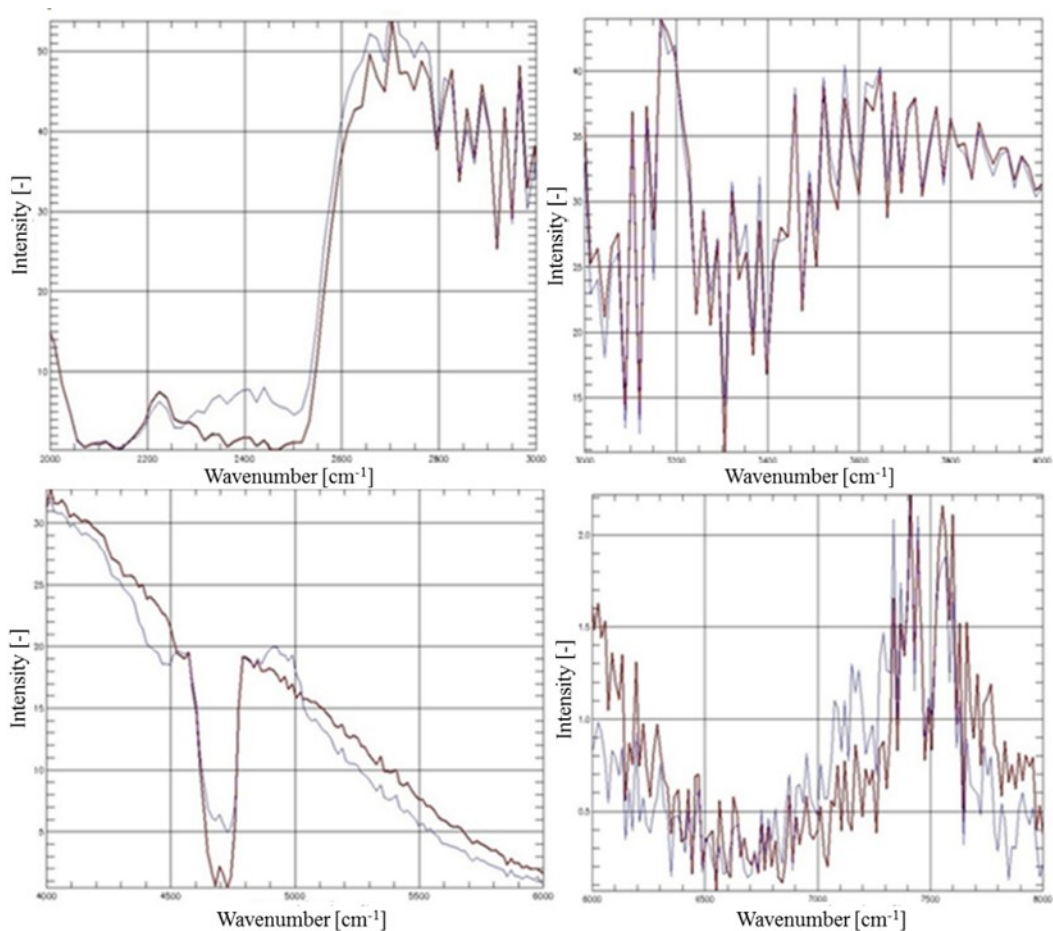


Rysunek 4.18 Zmodulowane widmo CO₂ (kolor niebieski) $F = 20\text{Hz}$, $m = 0.7$, oraz odzyskana linia spektralna (kolor czerwony), (oś odciętych – wavenumber [cm^{-1}], oś rzędnych – intensywność).



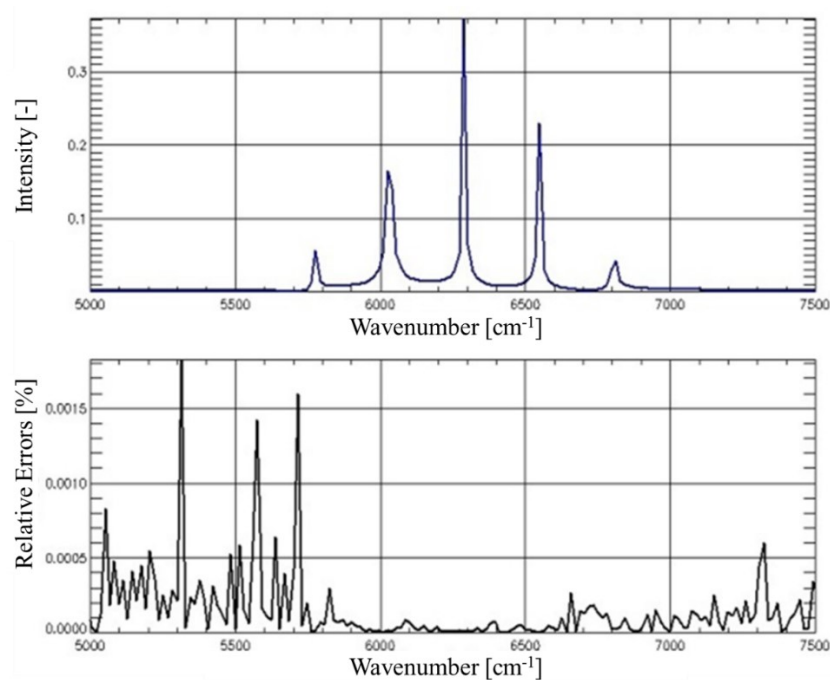
Rysunek 4.19 Zmodulowane widmo CO₂ (kolor niebieski) $F = 20\text{Hz}$, $m = 1$, oraz odzyskana linia spektralna (kolor czerwony), (oś odciętych – wavenumber [cm^{-1}], oś rzędnych – intensywność).

- Korekcja zmodulowanych fazowo widm atmosferycznych w zakresie 2000 - 8000 cm^{-1} .



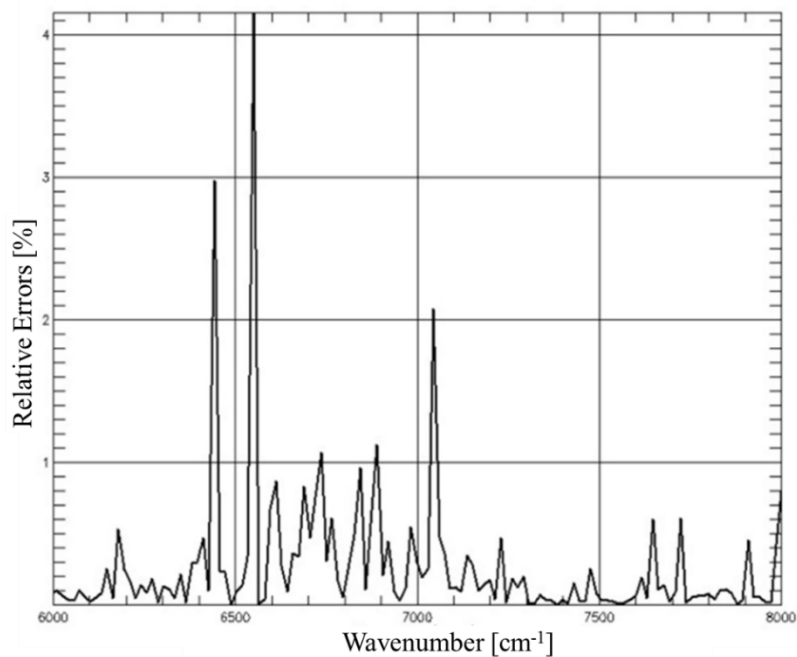
Rysunek 4.20 Zmodulowane widmo atmosferyczne (kolor niebieski) $F = 205\text{Hz}$, $m = 0.03$, oraz odzyskana linia spektralna (kolor czerwony), krzywa czarna widmo przed wprowadzeniem modulacji, (oś odciętych – wavenumber [cm^{-1}], oś rzędnych – intensywność).

Proces korekcji zniekształceń wibracyjnych wykonano w sposób opisany powyżej. Parametry modulacji wyznaczono z zmodulowanego sygnału laserowego, Rysunek 4.21.



Rysunek 4.21 Widmo lasera zmodulowanego fazowo (krzywa czarna, górny rysunek), krzywa niebieska – spektrum dopasowane do spektrum lasera, rysunek dolny – błąd dopasowania, (oś odciętych – wavenumber [cm⁻¹], oś rzędnych – intensywność).

Błąd predykcji linii spektralnej sygnału lasera do linii sygnału zniekształconego jest rzędu 0.001 %. Błędy korekcji ciągłego widma zmodulowanego w stosunku do widma bez zniekształceń przedstawione są na Rysunek 4.22.



Rysunek 4.22 Błędy względne korekcji ciągłego widma zmodulowanego w stosunku do widma bez zniekształceń.

Zaproponowana metoda adaptacyjnej korekcji modulacji fazowej charakteryzuje się bardzo dobrą zdolnością odzyskiwania pierwotnego sygnału, z błędami względnymi < niż 5%. Jej wadą jest znaczny czas obliczeń oraz konieczna znajomość parametrów modulacji, uzyskiwanych z sygnału referencyjnego (nie zawsze dostępnego). Trudności istnieją także w przypadku minimalizacji funkcji błędu (wykorzystywanej do wyznaczenia parametrów modulacji). Trudności te mają charakter numeryczny i są związane z określeniem warunków początkowych (początkowe parametry modulacji, oraz krok analizy).

Zaproponowana metoda adaptacyjnej korekcji modulacji fazowej oraz amplitudowej sygnału detekowanego przedstawia nowe podejście w przypadku korekcji tego typu błędów. Jej zaletą jest fakt, że parametry modulacyjne wyznaczone są z sygnału referencyjnego, mającego charakter pojedynczej linii spektralnej. Pozwala to łatwo określić sygnał wzorcowy, uniknięcie konieczności uśredniania sygnałów mierzonych i porównywania ich z sygnałem badanym [48], [49]. Przyjęta metoda wymaga jednak dostępności do sygnału referencyjnego (co w niektórych przypadkach jest kłopotliwe).

- **Korekcja sygnału mierzonego zmodulowanego poprzez sygnał referencyjny, dla wyznaczonych parametrach modulacji - metoda korekcji oparta jest na filtracji funkcji zniekształconej**

W związku z trudnościami w pozyskiwaniu sygnału z lasera próbkującego w celu określenia parametrów modulacji (głębokości modulacji oraz częstotliwości modulacji), potrzebnych do odzyskania sygnału idealnego z sygnału zmodulowanego amplitudowo lub fazowo, zaproponowano metodę wykorzystującą uśredniony sygnał mierzony.

Przedstawiona poniżej metoda stanowi inne podejście, w stosunku do metody adaptacyjnej, w wyznaczaniu parametrów modulacji.

Sygnał zmodulowany fazowo w dziedzinie interferogramu (3.56) można zapisać w postaci:

$$I_{AV}(z + \epsilon_P) = I_{AV}(L) + I'_{AV}(L)\epsilon_P(z) + I''_{AV}(L)\epsilon_P^2(z) \quad (4.24)$$

gdzie:

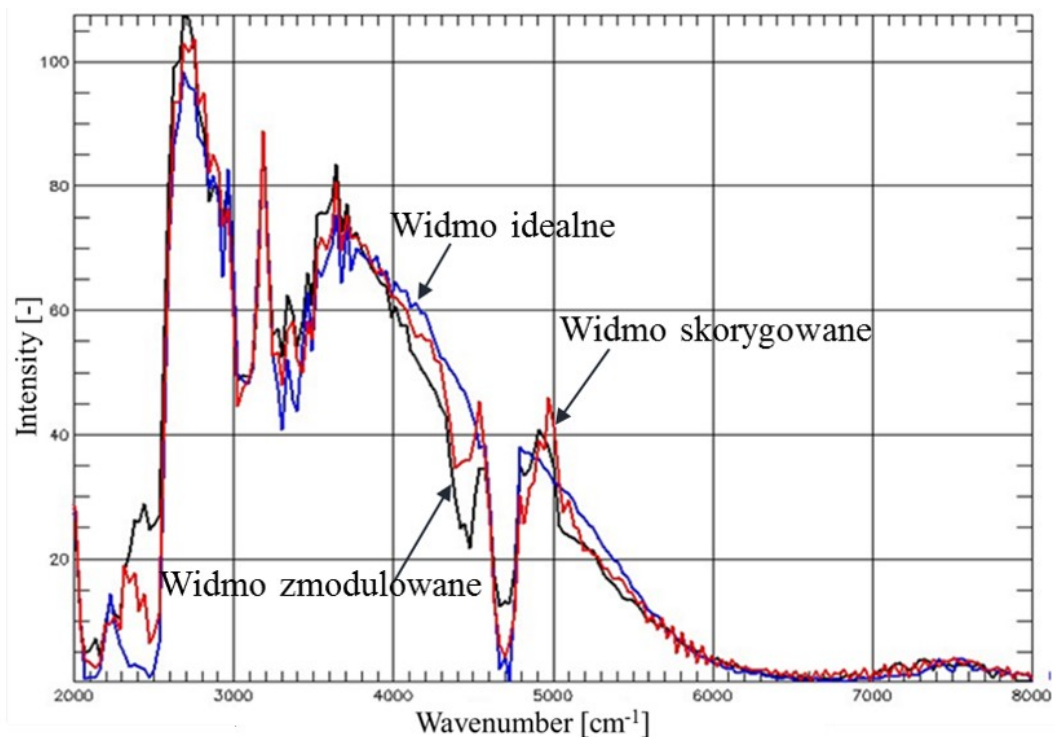
$I_{AV}(L)$ – uśredniony sygnał mierzony.

Przyjmując, że w wyniku uśrednienia wielu interferogramów (np. 100), uzyskujemy w przybliżeniu sygnał bez modulacji, parametry m i F otrzymujemy przez minimalizację funkcji:

$$\Delta = \sum_i [I_{AV}(L_i) - I'_{AV}(L_i)\epsilon_P(z) + I''_{AV}(L_i)\epsilon_P^2(z)]^2 \quad (4.25)$$

Skorygowany sygnał uzyskujemy za pomocą algorytmu opisanego powyżej 4.3.

Poniżej przedstawiono doświadczalne, zmodulowane fazowo oraz skorygowane widma atmosferyczne w zakresie $2000 - 8000\text{cm}^{-1}$.



Rysunek 4.23 Widmo idealne – linia niebieska, widmo zmodulowane – krzywa czarna, widmo skorygowane – linia czerwona.

Różnice sygnału skorygowanego w porównaniu z sygnałem idealnym wynikają z niedokładności określenia parametrów modulacji oraz faktu, że zaproponowana metoda jest przeznaczona w szczególności do eliminacji drgań przypadkowych. Natomiast błędy sygnału mierzonego wywołane wibracjami mają charakter regularnej modulacji amplitudowo-fazowej.

Opisana powyżej metoda korekcji dostarcza gorsze wyniki w porównaniu do metody adaptacyjnej i nie będzie już omawiana w pracy.

W kolejnych rozdziałach przedstawiona zostanie szczegółowa analiza wyników oraz ocena niedokładności zaproponowanych korekcji.

5 Analiza wyników obliczeń

W rozdziale 4.1 przedstawiono metody korekcji zaburzeń sygnału wywołanych drganiami instrumentu.

W bieżącym rozdziale przedstawiona zostanie analiza poprawności wykonanych korekcji w odniesieniu do danych wzorcowych wraz z określeniem wpływu opisanych w rozdziale 3 zniekształceń, wywołanych wibracjami, na sygnał mierzony w spektrometrze Fouriera.

5.1 Instrumentalne błędy fazowe

Analiza oraz korekcja błędów sygnału układu pomiarowego jest dość szczegółowo opisana w literaturze [12], [29], [30].

Zaprezentowane procedury korekcji tych błędów (Mertza i Formana) pozwalają wyciągnąć następujące wnioski:

- procedury korekcji fazy odtwarzają widmo pozbawione błędów fazowych w zakresie lokalizacji linii spektralnej
- dla wartości widm bliskich zeru, a więc odpowiadających miejscom zerowym funkcji analitycznej sinc (reprezentującej funkcję aparaturową spektrometru), pojawiają się znaczne błędy ze względów algorytmicznych (operacja dzielenia przez zero). Widać także, iż błąd korekcji rośnie dla bocznych maksimów. Nie ma to jednak istotnego znaczenia z uwagi na możliwość redukcji wartości tych maksimów poprzez zastosowanie operacji apodyzacji interferogramu,
- korekcja Formana lepiej koryguje błędy fazowe w obrębie maksimów bocznych.

5.2 Błędy wywołane nieosiowością detektora

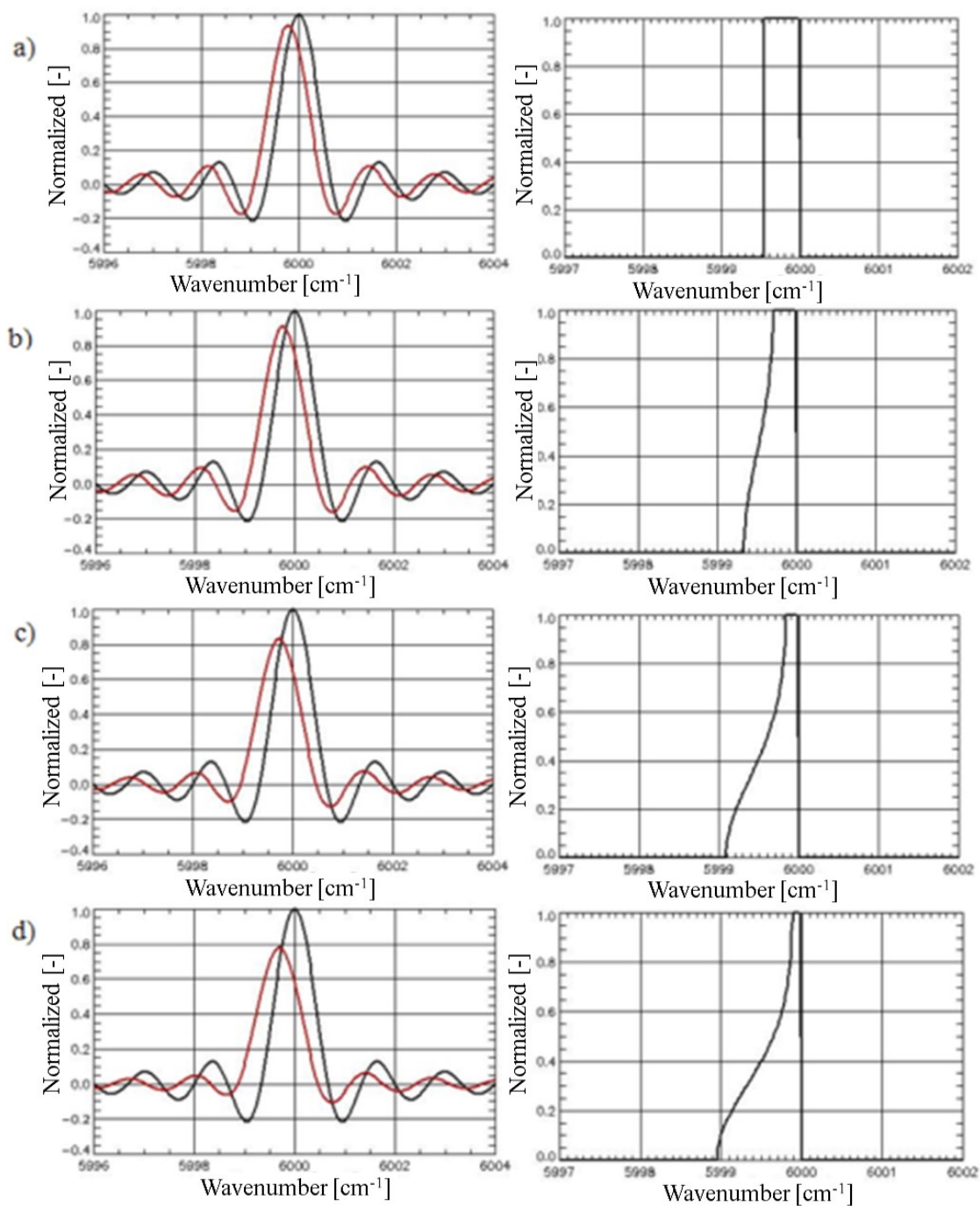
W rozdziale 3.2.2 opisano wpływ pozaosiowego położenia detektora na rejestrowany sygnał. Wspomniano, że na wskutek wibracji instrumentu może wystąpić efekt pozaosiowego przesunięcia detektora w stosunku do osi optycznej interferometru.

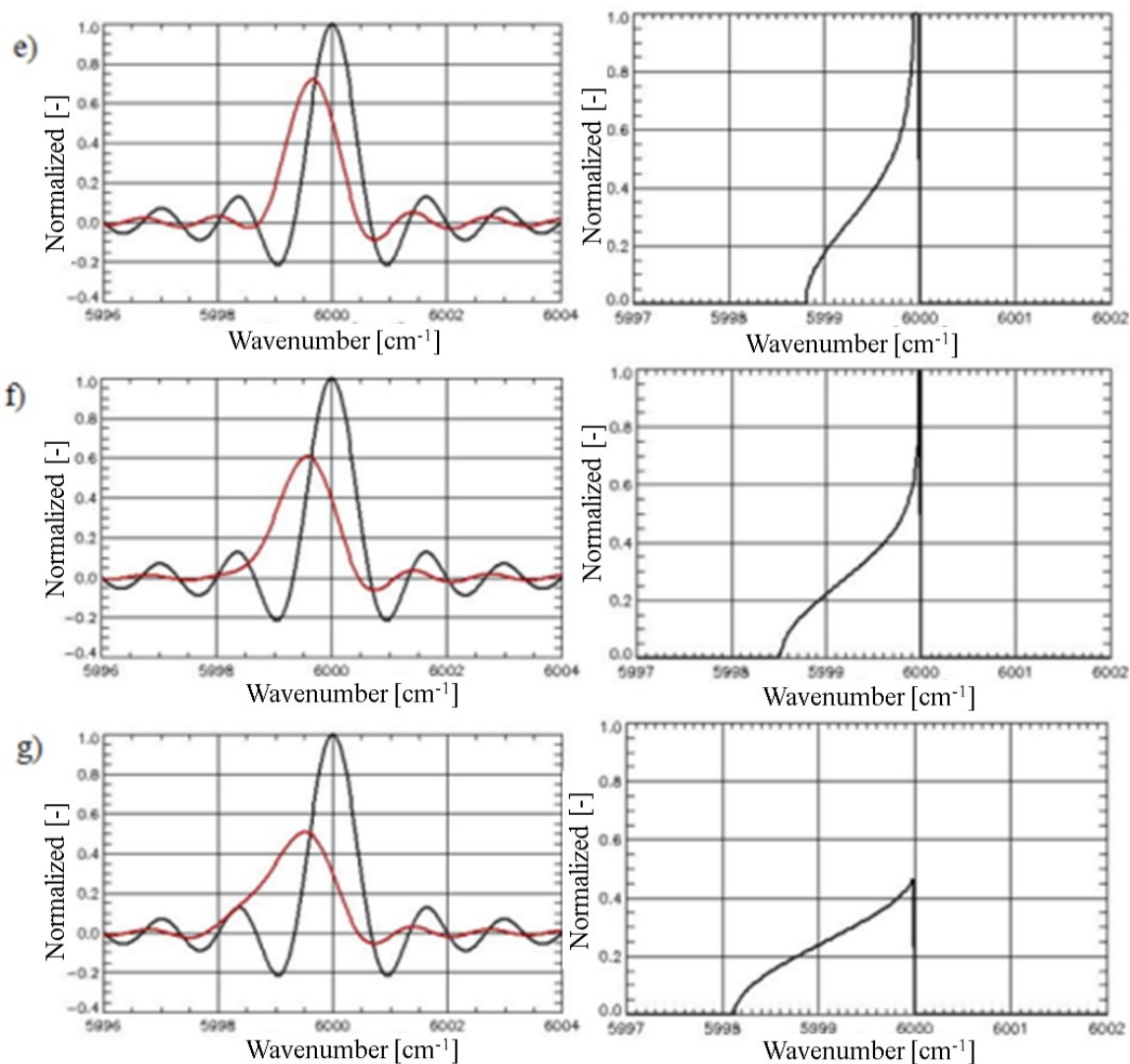
W tym rozdziale przedstawiona zostanie analiza błędów wywołanych nieosiowością detektora.

Przypadek detektora okrągłego

Na Rysunek 5.1 przedstawiono porównanie kształtu funkcji aparaturowej z uwzględnieniem tylko wpływ apodyzacji (krzywa czarna) i funkcji aparaturowej z uwzględnieniem wpływu apodyzacji i funkcji kształtu linii instrumentalnej dla przemieszczonego detektora okrągłego (3.10) odpowiednio: 0, 0.1, 0.2, 0.25, 0.3, 0.4, 0.5 mm (krzywa czerwona). Obok przedstawiono funkcje FOV dla tych samych przemieszczeń. Analiza została przeprowadzona dla liczby

falowej równej 6000 cm^{-1} , maksymalnego przesunięcia zwierciadła ruchomego M_1 (Rysunek 2.1a) spektrometru 1 cm oraz ogniskowej zwierciadła ogniskującego R (Rysunek 2.1a) równiej 40 mm. Równocześnie detektor kołowy D (Rysunek 2.1a) ma promień 0.5 mm.





Rysunek 5.1 Równanie kształtu funkcji aparaturowej z uwzględnieniem tylko wpływu apodyzacji (krzywa czarna – wykres po lewej stronie) i funkcji aparaturowej z uwzględnieniem apodyzacji i funkcji FOV dla przemieszczonego detektora o promieniu 0.5 mm odpowiednio o 0 a); 0.1 b); 0.2 c); 0.25 d); 0.3 e); 0.4 f); 0.5 g) mm (krzywa czerwona – wykres po lewej stronie). Po prawej stronie wykres funkcji FOV dla tych samych przemieszczeń.

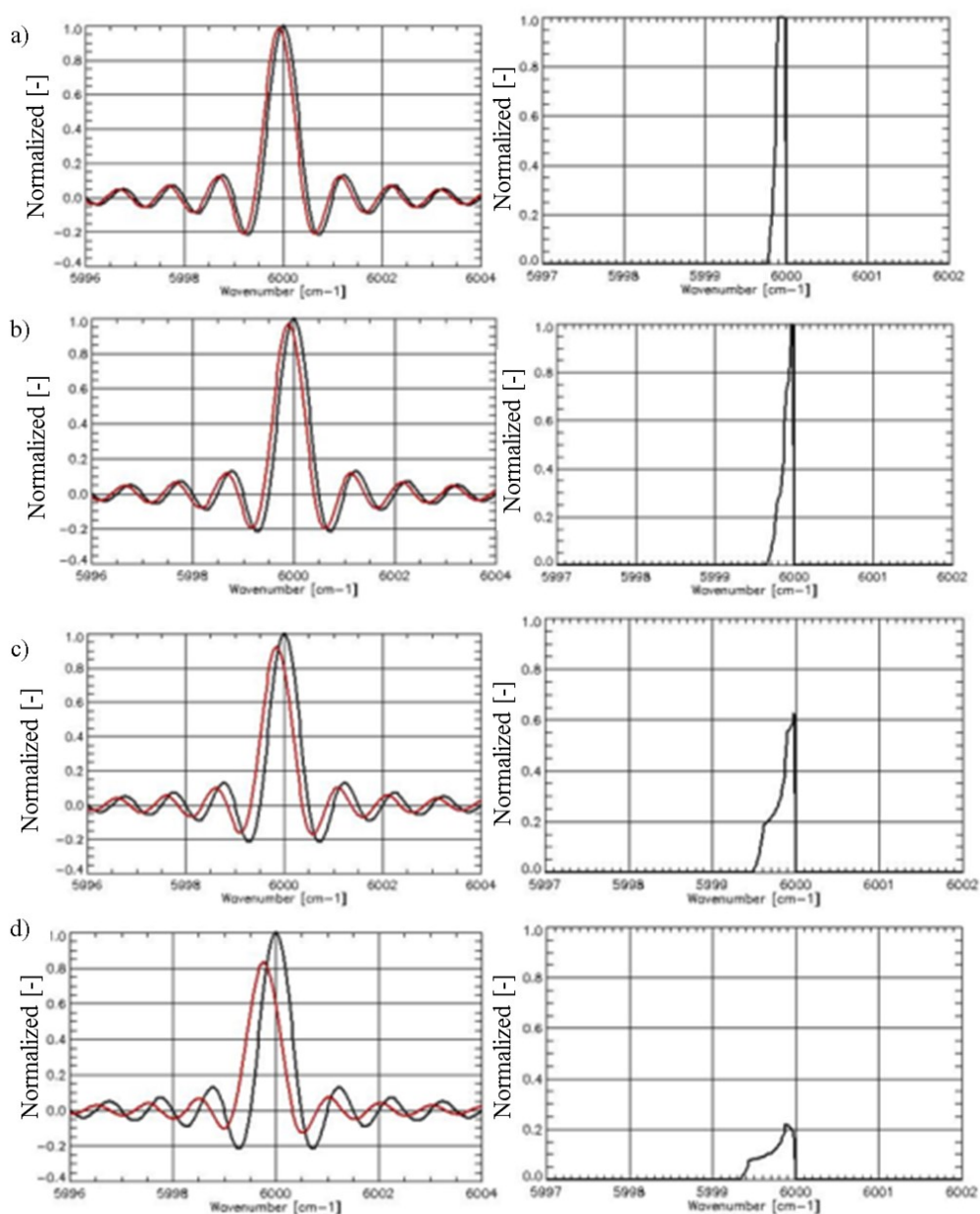
Funkcja kształtu linii instrumentalnej w przypadku nie przemieszczonego detektora okrągłego jest funkcją prostokątną, gdyż jest to przypadek, w którym mamy do czynienia tylko z efektem aperturowym. Detektor rozciągnięty detekuje promieniowanie propagujące się pod różnymi kątami do osi optycznej. Zależność wiążąca wymiar detektora R położonego poosiowo z maksymalną wartością kąta propagacji wiązki α jest następująca:

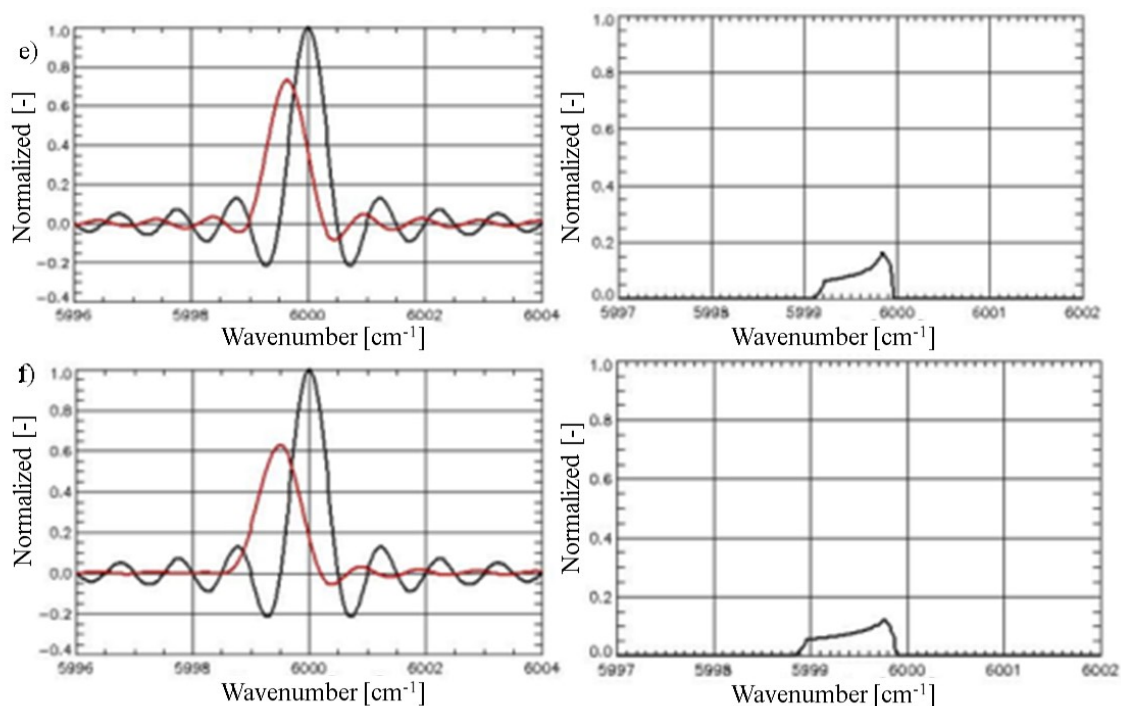
$$\alpha = \arctan\left(\frac{R}{f'}\right) \quad (5.1)$$

gdzie: f' – ogniskowa zwierciadła ogniskującego wiązkę na detektorze.

Przypadek detektora prostokątnego

Na poniższych wykresach przedstawiono porównanie kształtu funkcji aparaturowej z uwzględnieniem tylko wpływu apodyzacji (krzywa czarna) i funkcji aparaturowej z uwzględnieniem wpływu apodyzacji i funkcji FOV dla przemieszczonego detektora kwadratowego odpowiednio σ : 0, 0.1, 0.2, 0.25, 0.3, 0.4 mm wzdłuż osi X (Rysunek 5.2) (krzywa czerwona). Obok przedstawiono funkcje FOV dla tych samych przemieszczeń. Analiza została przeprowadzona dla liczby falowej równej 6000 cm^{-1} , maksymalnego przesunięcia zwierciadła ruchomego M_1 (Rysunek 2.1a) spektrometru 1 cm oraz ogniskowej zwierciadła ogniskującego R (Rysunek 2.1a) równej 40 mm. Równocześnie detektor D (Rysunek 2.1) ma wymiary 0.5 x 0.5 mm.





Rysunek 5.2 Porównanie kształtu funkcji aparaturowej z uwzględnieniem tylko wpływu apodyzacji i funkcji aparaturowej z uwzględnieniem funkcji apodyzacji i funkcji FOV dla przemieszczonego detektora kwadratowego (0.5 x 0.5 mm) odpowiednio 0 a); 0.1 b), 0.2 c), 0.25 d), 0.3 e), 0.4 f) mm wzdłuż osi X, Rysunek 3.7. Po prawej stronie wykres funkcji FOV dla tych samych przemieszczeń.

Przemieszczenie poprzeczne detektora okrągłego i prostokątnego o 0.5 mm powoduje spadek intensywności o ok. 20 % oraz przesunięcie linii spektralnej w zakres niższych liczb falowych, Rysunek 3.7.

Powyższe rozważania nie uwzględniają spadku intensywności i zmiany kształtu funkcji aparaturowej związanych ze zmniejszaniem się oświetlanej powierzchni detektora. Uwzględniana jest jedynie detekcja promieniowanie monochromatycznego biegnącego pod różnymi kątami w spektrometrze (posiadającego zmienną różnicę dróg optycznych).

Przemieszczenie detektora może zostać nie wykryte w procesie justowania w przypadku, gdy jest ono niewielkie w porównaniu z wymiarami detektora lub gdy promień powierzchni oświetlanej w płaszczyźnie obrazu jest większa od promienia powierzchni detektora (tzn. pole widzenia jest ograniczane przez detektor).

Niewielkie przemieszczenia detektora mogą mieć istotny wpływ na kształt funkcji aparaturowej, a tym samym na zdolność rozdzielczą i dokładność pomiaru spektrometrami o wysokich rozdzielczościach (**powyżej $0,1 \text{ cm}^{-1}$**).

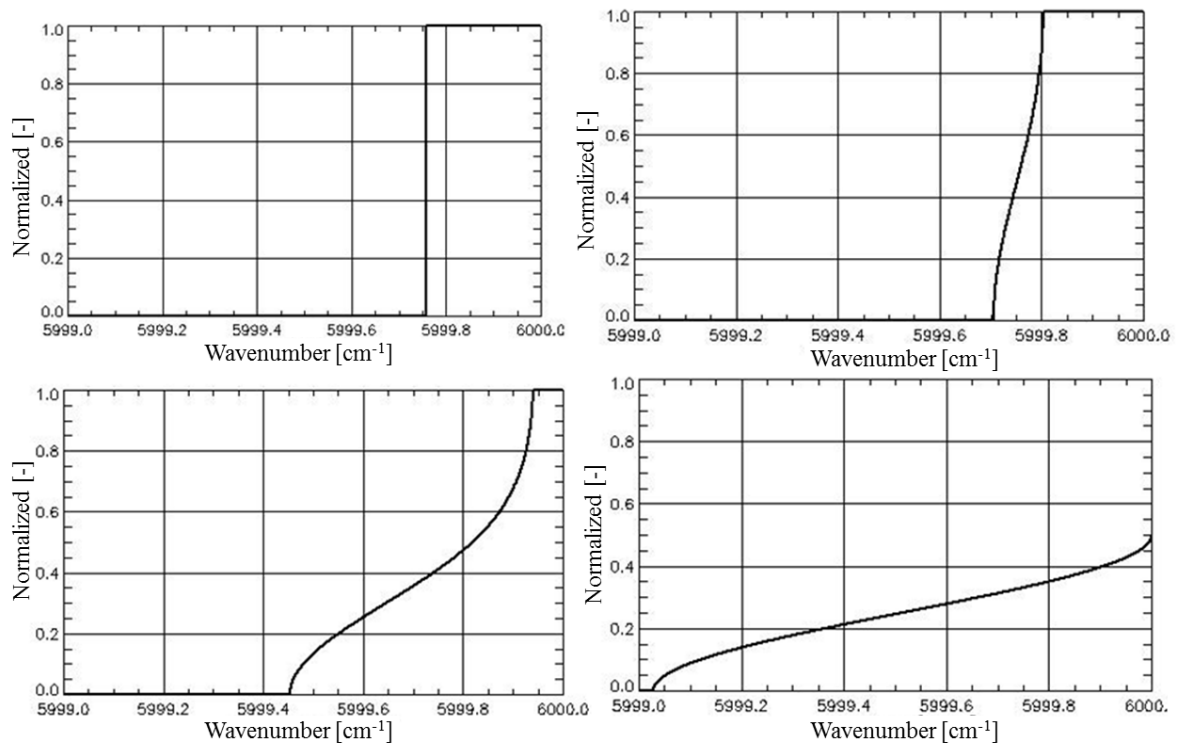
W rozdziale 4.2 przedstawiono korekcje błędów funkcji aparaturowej. Wspomniano już, że błędy odzyskiwania funkcji pierwotnej są rzędu 7 %, co decyduje, że przedstawiona metoda pozwala w pełni odzyskać funkcję pierwotną. Jednak ze względu na opisaną wcześniej małą

użyteczność istniejących metod korekcji w korygowaniu zniekształceń pochodzących od wibracji instrumentu, **dokładne analizy stwierdzające jakość odzyskiwania funkcji aparaturowej nie będą przedstawione w tej pracy.**

5.3 Błędy wprowadzane przez nieliniowe prowadzenie cube – cornera

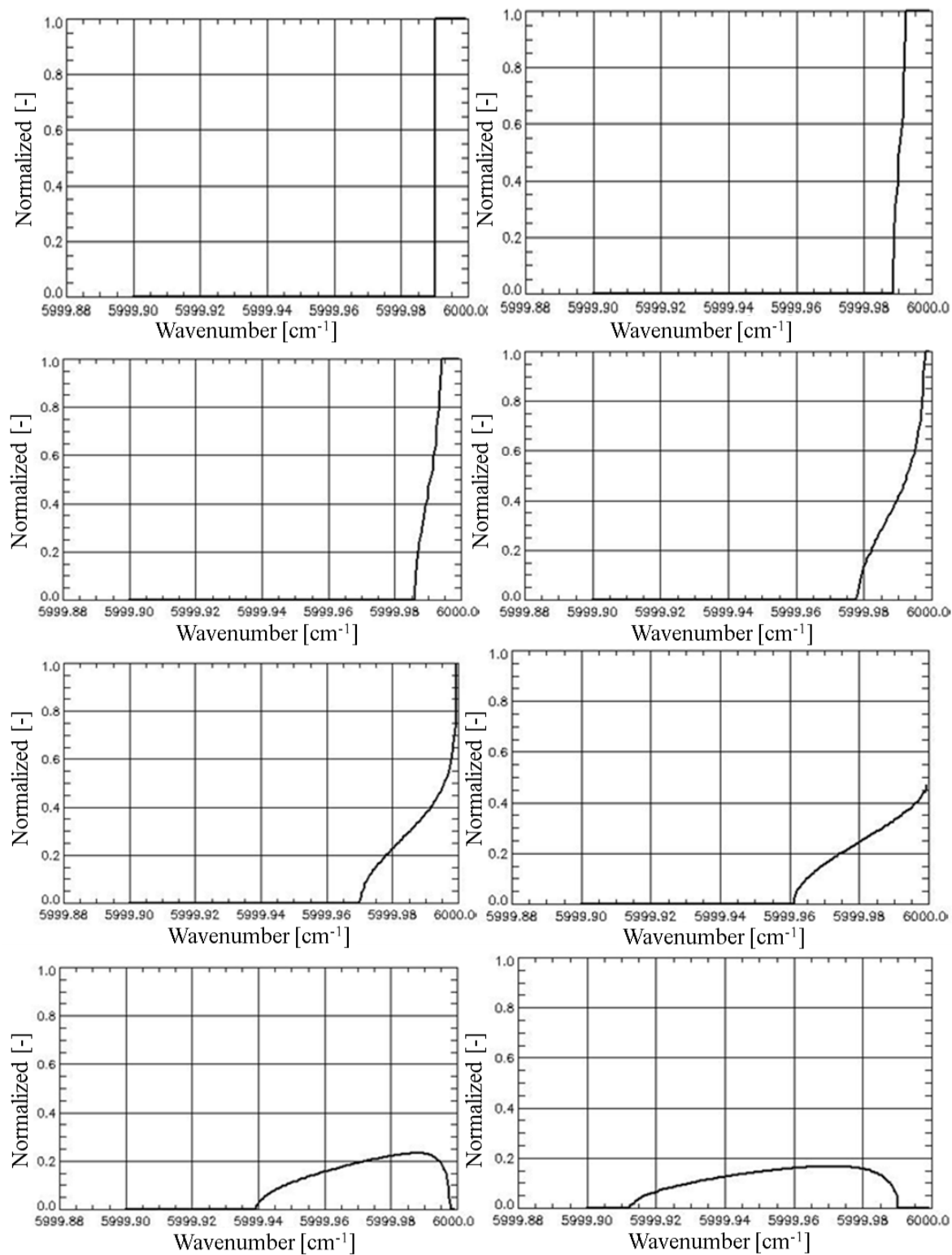
Teoretyczny opis wpływu nieliniowego prowadzenia cube-cornera na sygnał mierzony przedstawiony został z rozdziale 3.2.3.

Poniżej przedstawiony kształt linii widmowej dla różnych pól widzenia i dla różnych ilorazów β/θ (odpowiednio: 0, 0.1, 0.5, 1) (równanie: (3.28), (3.29)). Jak pokazano wcześniej relacja pomiędzy kątami β i θ ma decydujący wpływ na kształt linii widmowej.



Rysunek 5.3 Kształt FOV dla pola widzenia 0,009 rad i dla różnych ilorazów β/θ , (odpowiednio: 0, 0.1, 0.5, 1).

Poniżej przedstawiony jest kształt linii widmowej dla pola widzenia 0.0018 rad i dla różnych ilorazów β/θ (odpowiednio: 0, 0.1, 0.2, 0.5, 0.75, 1, 1.5, 2).



Rysunek 5.4 Kształt linii widmowej dla pola widzenia 0,0018 rad i dla różnych ilorazów β/θ (odpowiednio: 0; 0,1; 0,2; 0,5; 0,75; 1; 1,5; 2).

W praktyce kąt β powinien być na tyle mały, aby spowodowane przez niego przesunięcie pozycji linii widmowej nie było większe niż poziom szumu [32]. Prowadzi to do warunku: (3.35).

Podsumowując możemy stwierdzić, że niezależnie od kąta pola widzenia spadek intensywności linii widmowej jest taki sam (przy stałym β). Jeżeli kąt pola widzenia jest równy kątowi prowadzenia cube - cornera do osi optycznej układu wówczas spadek intensywności linii spektralnej jest ok. 50%. Tak jak wcześniej wspomniano ze względu na to, że dla poszczególnych kątów pola widzenia udział promieniowania nie jest równomierny, zniekształcenie linii widmowej ma charakter asymetryczny.

5.4 Błędy wpływu niejednorodności ruchu stolika na sygnał mierzony

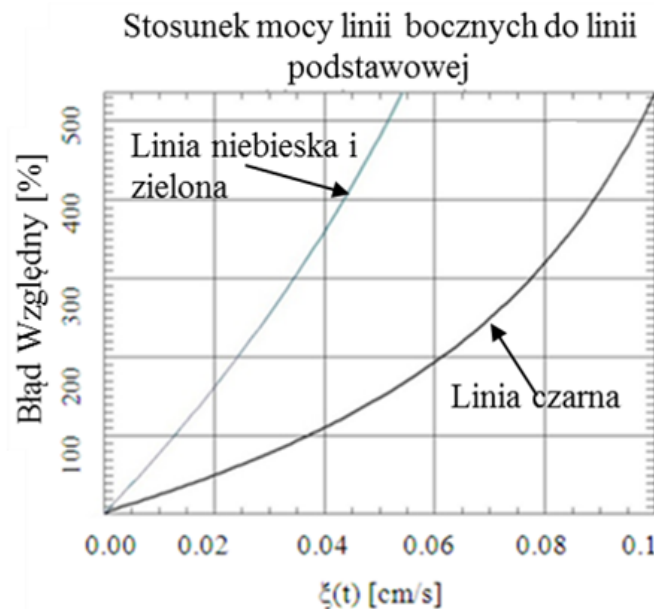
Zmiany widma pojedynczej linii spektralnej w funkcji zmian prędkości ruchu zwierciadła można przedstawić w postaci (3.41).

$$I_{\xi}(z) = I_0(L) \cos(2\pi L_0(\xi_0 t - \xi(t)\Delta t \cos(2\pi f_m t))) \quad (5.2)$$

Poniższy wykres przedstawia rozkład gęstości mocy w funkcji zmian prędkości w pikach bocznych dla różnych częstotliwości próbkowania.

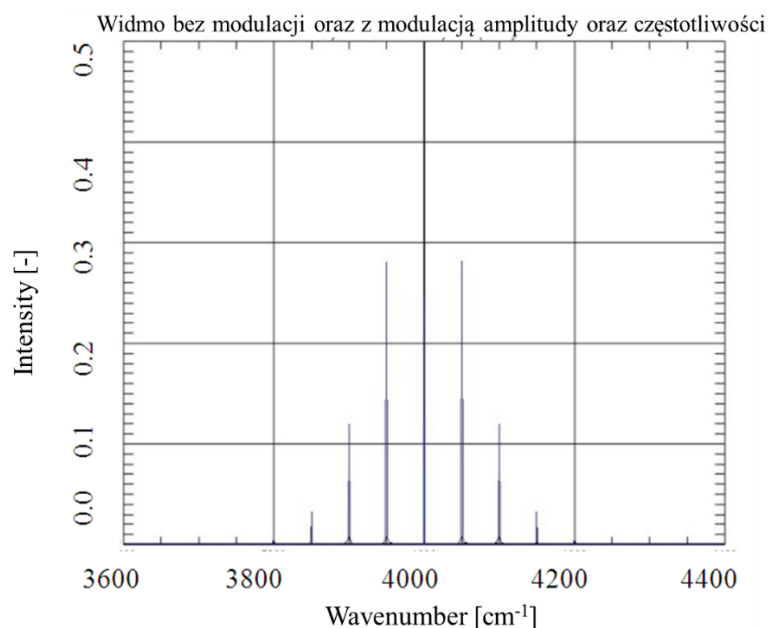
Poniższe symulacje zostały wykonane dla następujących parametrów:

$L_0 = 8000\text{cm}^{-1}$, $\Delta z = 0.608\mu\text{m}$, $z_{\max} = 0.5\text{ cm}$, $\xi_0 = 0.1\text{ cm/s}$, $t = 5\text{ s}$, $\xi(t) = 0 - 0.1\text{ cm/s}$, $\Delta t = 0.3\text{ ms}$, $f_m = 10\text{ Hz}$.



Rysunek 5.5 Zmiany gęstości widmowej pików bocznych w stosunku do gęstości widmowej pików głównego w funkcji zmian prędkości dla $f_m = 10\text{ Hz}$, 100 Hz , 800 Hz (odpowiednio linia czarna, zielona i niebieska).

Całkowita unormowana gęstość widmowa mocy linii spektralnej nie zniekształconej błędami ruchu zwierciadła wynosi 1.



Rysunek 5.6 Rysunek 5.6 Nie zniekształcona linia spektralna (krzywa czarna), zniekształcona linia spektralna, przy dwukrotnych zmianach prędkości ruchu zwierciadła.

Stosunek gęstości widmowej mocy linii bocznych do gęstości widmowej linii podstawowej silnie zależy od zmian prędkości oraz parametrów modulacji. Przy dwukrotnej zmianie prędkości błędy zniekształcenia linii widmowej (przy $f_m = 800\text{Hz}$) dochodzą do 500%, czyli moc zawarta w bocznych liniach spektralnych pięciokrotnie przewyższa moc zawartą w linii podstawowej (jest to przypadek czysto teoretyczny).

Z praktycznego punktu widzenia należy podkreślić, że maksymalne fluktuacje zmian prędkości stanowią ok. 10% prędkości nominalnej.

Dalsze zmiany prędkości ruchu zwierciadła wywołują dalsze zniekształcenia linii spektralnej. Jak już wcześniej wspomniano amplituda poszczególnych harmonicznnych linii spektralnych jest opisana funkcją Bessela pierwszego rzędu.

Wpływ błędów prędkości mających charakter przypadkowy przedstawiono w rozdziale 3.3.1.

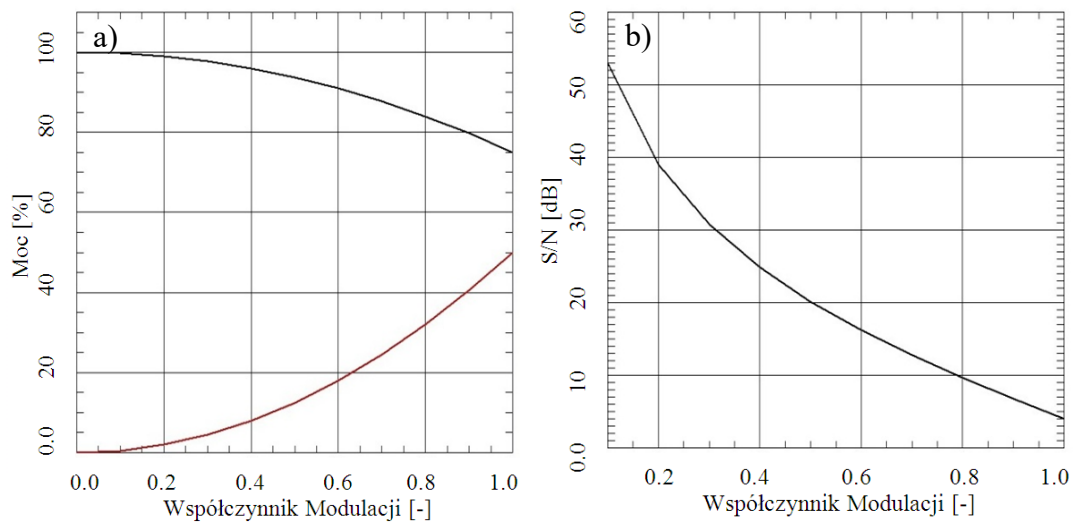
5.5 Błędy próbkowania wywołane modulacją amplitudową

Opis teoretyczny zjawisk wywołanych modulacją amplitudową źródła referencyjnego opisano w rozdziale 3.3.2., natomiast w tym rozdziale przedstawiono dokładną analizę tego rodzaju zniekształceń.

Na wstępie należy zaznaczyć, że przyczyną błędów amplitudowych niezależnie czy dotyczy sygnału referencyjnego czy mierzonego jest taka sama.

W tym podrozdziale zostanie wykonana analiza wpływu błędów amplitudowych na pojedynczą linię spektralną. Analityczny opis został już w rozdziałach 3.3.2 i 3.4.

- **stosunek mocy zawartej w fali nośnej do mocy zawartej we wstęgach bocznych,**
Na wykresach przedstawiono zależność mocy sygnału linii głównej i wstęg bocznych dla różnych współczynników modulacji m . Wykres z prawej strony określa stosunek w skali logarytmicznej mocy sygnału fali nośnej do mocy zawartej we wstęgach bocznych.

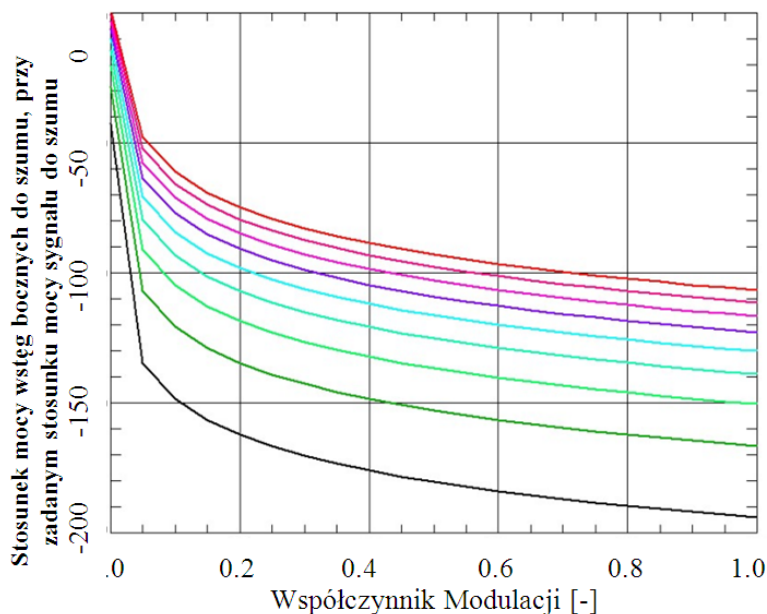


Rysunek 5.7 a) Moc sygnału fali nośnej (linia czarna) oraz moc sygnału wstęg bocznych (linia czerwona), b) Stosunek w skali logarytmicznej mocy sygnału fali nośnej do mocy zawartej we wstęgach bocznych w funkcji głębokości modulacji m .

Z powyższych przebiegów możemy zauważyć, że wzrost współczynnika modulacji powoduje zmniejszenie mocy sygnału fali nośnej oraz wzrost mocy wstęg bocznych. Dla $m = 1$, moc wstęg bocznych stanowi ok. 50 procent całkowitej mocy sygnału.

Moc fali nośnej opisana jest następującym wzorem: $P_0 = 0.5A_0^2$, gdzie A_0 - amplituda sygnału. Moc wstęg bocznych opisana jest wzorem: $P_b = 0.25m^2A_0^2$, m - współczynnik głębokości modulacji.

- stosunek mocy zawartej we wstęgach bocznych do szumu w funkcji głębokości modulacji.



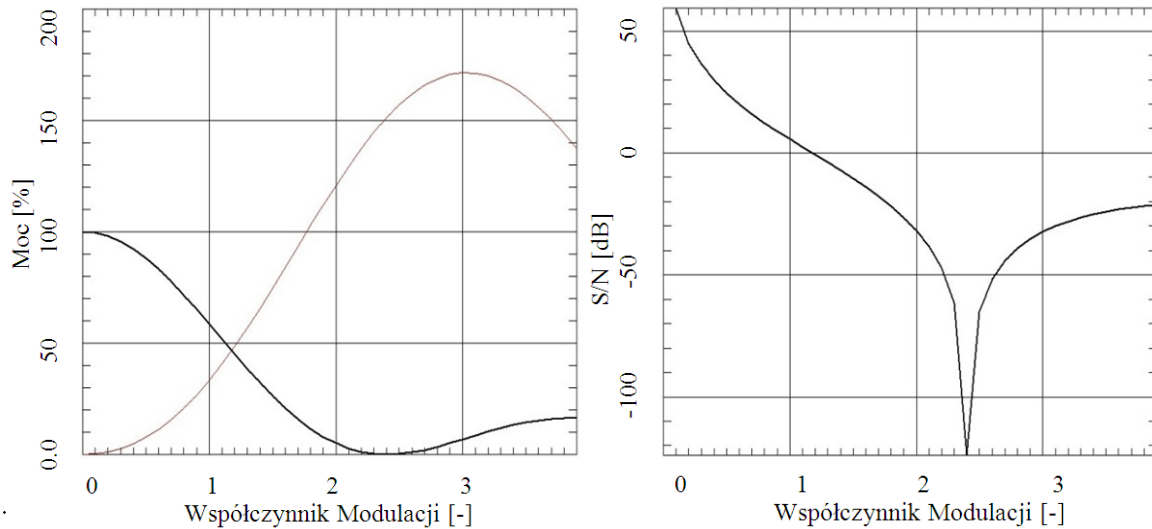
Rysunek 5.8 Stosunek mocy wstęg bocznych do szumu, przy zadanym stosunku mocy sygnału do szumu.

Powyższy wykres przedstawia w skali logarytmicznej zależność gęstości widmowej szumu białego zawartego w widmie do gęstości widmowej mocy sygnału wstęg bocznych, w zależności od głębokości modulacji. Głębokość modulacji zmienia się od $0 \div 1$, natomiast stosunek sygnału użytecznego do szumu przyjmuje wartości od $1 \div 10$ (1- linia czarna, 10 - linia czerwona).

Można zauważyć, że wraz ze wzrostem głębokości modulacji następuje zmniejszenie SWB/N (stosunek mocy zawartej we wstęgach bocznych do szumu), co jest spowodowane tym, że rośnie moc wstęg bocznych. Dla wartości $m = 0$, SWB/N równy jest również zero, w tym przypadku nie występuje modulacja sygnału. Można zauważyć, że dla głębokości modulacji ok. 0,025 i $S/N = 1$, gęstość widmowa szumu stanowi 50% mocy wstęg bocznych. Zmniejszając głębokość modulacji powodujemy, że wstęgi boczne nie są rozróżnialne w stosunku do szumu. Oczywistym jest też fakt, że im większy jest S/N (stosunek sygnału do szumu) tym większy jest SWB/N (stosunek mocy zawartej we wstęgach bocznych do szumu).

5.6 Błędy próbkowania wywołane modulacją fazową

Opis teoretyczny zjawisk wywołanych modulacją amplitudową źródła referencyjnego opisano w rozdziale 3.3.3. W tym rozdziale przedstawiono dokładną analizę tego rodzaju błędów.



Rysunek 5.9 Wykres - lewa strona, przedstawia moc sygnału fali nośnej (linia czarna) oraz moc sygnału wstęp bocznych (linia czerwona) –. Wykres – prawa strona przedstawia stosunek w skali logarytmicznej mocy sygnału fali nośnej do mocy zawartej we wstępach bocznych.

W przypadku modulacji fazy moc fali nośnej jest opisana funkcją Bessela pierwszego rodzaju, zerowego rzędu $P_0 = J_0 m^2$.

Moc wstęp bocznych jest opisana funkcjami Bessela pierwszego rodzaju, pozostałych rzędów: $P_b = [P_b = \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m m]^2$, P_b - moc zawarta we wstępach bocznych, P_0 – moc zawarta w głównej linii spektralnej.

Dla pewnych wartości współczynnika modulacji m następuje wyzerowanie poszczególnych wstęp bocznych.

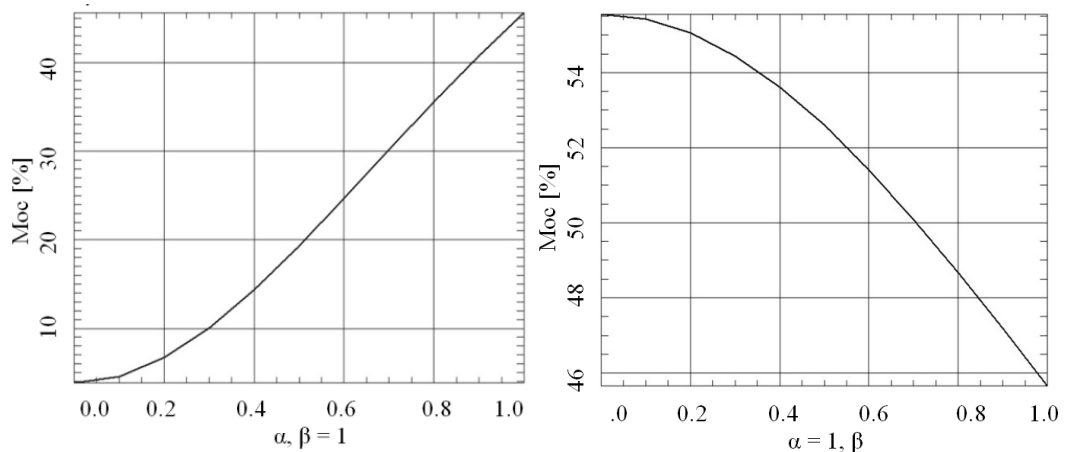
5.7 Błędy spowodowane zjawiskiem intermodulacji

Poniżej przedstawiono analizę błędów wprowadzonych przez intermodulację wzorcowego sygnału, dla pojedynczej linii spektralnej w zależności od parametrów α , β .

Opis teoretyczny tych zniekształceń zawarty jest w podpunkcie 3.4.2.

Z poniżej przedstawionych wykresów można wyciągnąć następujące wnioski:

- moc zawarta w linii podstawowej zależy od α , β .



Rysunek 5.10 Zmiana mocy linii bocznych w stosunku do mocy całkowitej: z lewej – przy zmianie α , z prawej - przy zmianie β .

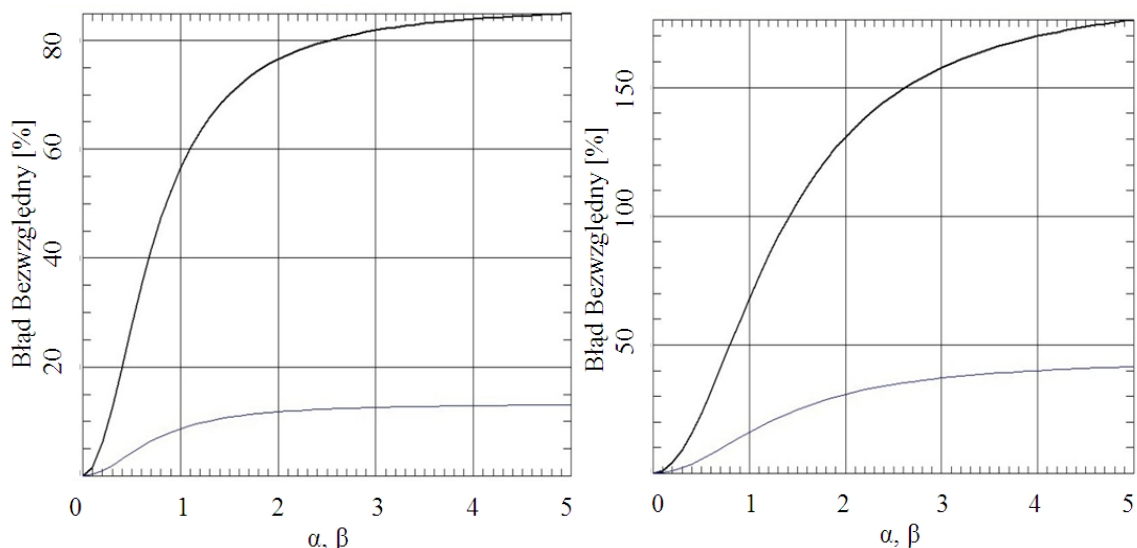
- zmiany α w zakresie od 0 do 1 powodują zmiany mocy linii bocznych w stosunku do mocy całkowitej o ok. 45%.

W związku z tym, że moc linii podstawowej zależy od β , zmiany β przy stałym α powodują ok. 9 % zmiany mocy linii bocznych w stosunku do mocy całkowitej.

Harmoniczne trzeciego rzędu mają znaczny wpływ na moc wstęp bocznych, jak również na moc linii podstawowej.

Na Rysunek 5.11 widzimy zależności mocy zawartej w trzeciej i drugiej harmonicznej w stosunku do mocy: a) - całkowitej, b) - pierwszej harmonicznej. Wkład drugiej harmonicznej w stosunku do mocy całkowitej, dla α i $\beta = 1$, wynosi ok. 10%, dla α i $\beta = 5$ niewiele się zmienia i wynosi ok. 15%. Wpływ trzeciej harmonicznej jest znacznie większy, przy α i $\beta = 1$ wynosi ok. 60% a dla α i $\beta = 5$ wynosi ok. 90% mocy całkowitej.

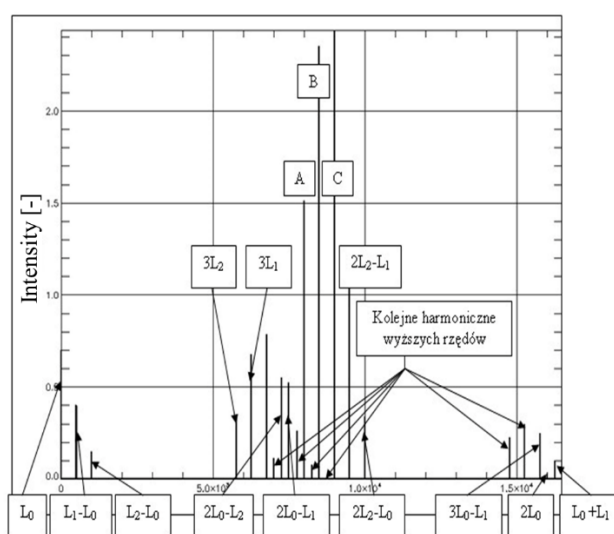
Dla α i $\beta = 1.5$ moc zawarta w trzeciej harmonicznej jest równa mocy zawartej w linii podstawowej. Moc zawarta w drugiej harmonicznej dla α i $\beta = 1.5$ stanowi ok. 20% mocy zawartej w linii podstawowej.



Rysunek 5.11 Zmiana mocy linii bocznych trzeciej i drugiej harmonicznej: z lewej – stosunek mocy składowej harmonicznej trzeciego rzędu i drugiego rzędu do mocy całkowitej, z prawej - stosunek mocy składowej harmonicznej trzeciego rzędu i drugiego rzędu do mocy harmonicznej podstawowej.

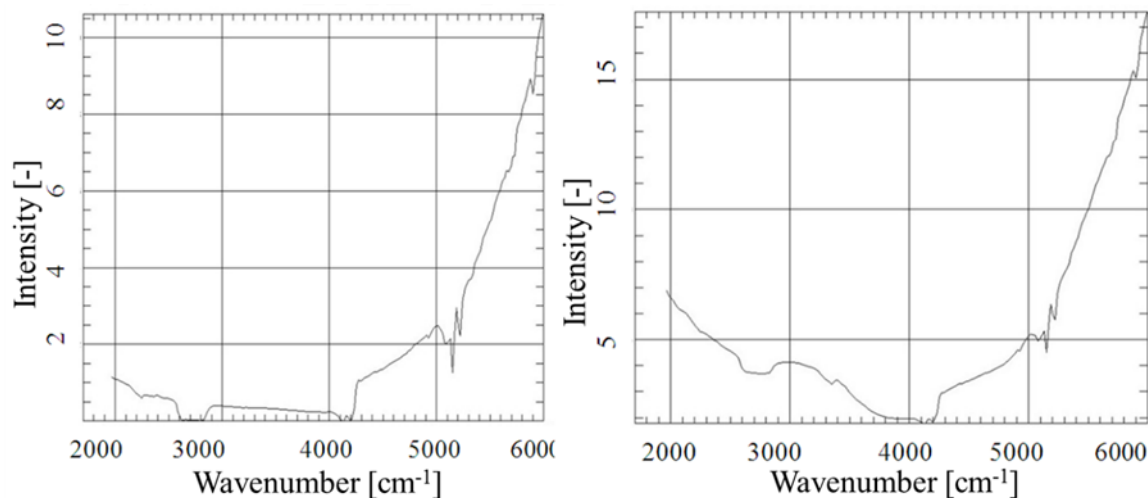
Przedstawione przykłady pozwalają stwierdzić, że zwiększenie stopnia nieliniowości charakterystyki przenoszenia detektora i przedwzmacniacza powoduje generację harmonicznych wyższych rzędów, a tym samym w znacznym stopniu zwiększa zniekształcenia w głównej linii spektralnej. Przy nieliniowości trzeciego rzędu zniekształcenia wnoszone przez generację trzeciej harmonicznej jest ok. 80% większe niż zniekształcenia wnoszone przez drugą harmoniczną.

Poniżej przedstawiono proces intermodulacji dla trzech linii widmowych, $L_0 = 8000 \text{ cm}^{-1}$, $L_1 = 8500 \text{ cm}^{-1}$, $L_2 = 9000 \text{ cm}^{-1}$ oraz $\alpha, \beta, \gamma = 0.1$.



Rysunek 5.12 Przykład intermodulacji trzeciego rzędu trzech linii widmowych A, B, C.

Przykład wprowadzonych zniekształceń intermodulacyjnych do sygnału rzeczywistego - widma z przyrządu 'Omega'.



Rysunek 5.13 Widmo z 'Omegi' przed (z lewej) i po (z prawej) wprowadzeniu błędów intermodulacji.

Możemy zauważyć, że w przypadku widma ciągłego błędy intermodulacji powodują zmianę kształtu krzywej spektralnej w zakresie krótszych liczb falowych oraz zwiększenie poziomu tła zawartego. Zjawisko to można wytłumaczyć przemieszczeniem zakresu pracy detektora z liniowej części charakterystyki $U = f(\Phi)$, (U - napięcie [V], Φ - strumień świetlny [lm]) w zakres nieliniowy.

6 Wykorzystane oprogramowanie

Komputerowy model pomiaru widma symuluje prace spektrometru, który został obarczony błędami wynikającymi z wibracji instrumentu (rozdział 3). Zgodnie z przyjętymi założeniami symulacja polega na obliczaniu widma z interferogramu obarczonego błędami opisanymi w (rozdział 3). We wszystkich przypadkach algorytm symulacji polega na:

- przygotowaniu danych wejściowych,
- wyborze określonego rodzaju zniekształceń,
- wprowadzeniu zadanego błędu do interferogramu,
- odtworzenie widma z danego interferogramu,
- w przypadku korekcji, przejście z dziedziny częstotliwości do dziedziny czasu i korekcja sygnału,
- analiza wyników symulacji.

W przypadku korekcji danych rzeczywistych operacje korygujące wykonujemy na sygnale w dziedzinie czasu według procedur opisanych w rozdziale 4.

6.1 Struktura oprogramowania

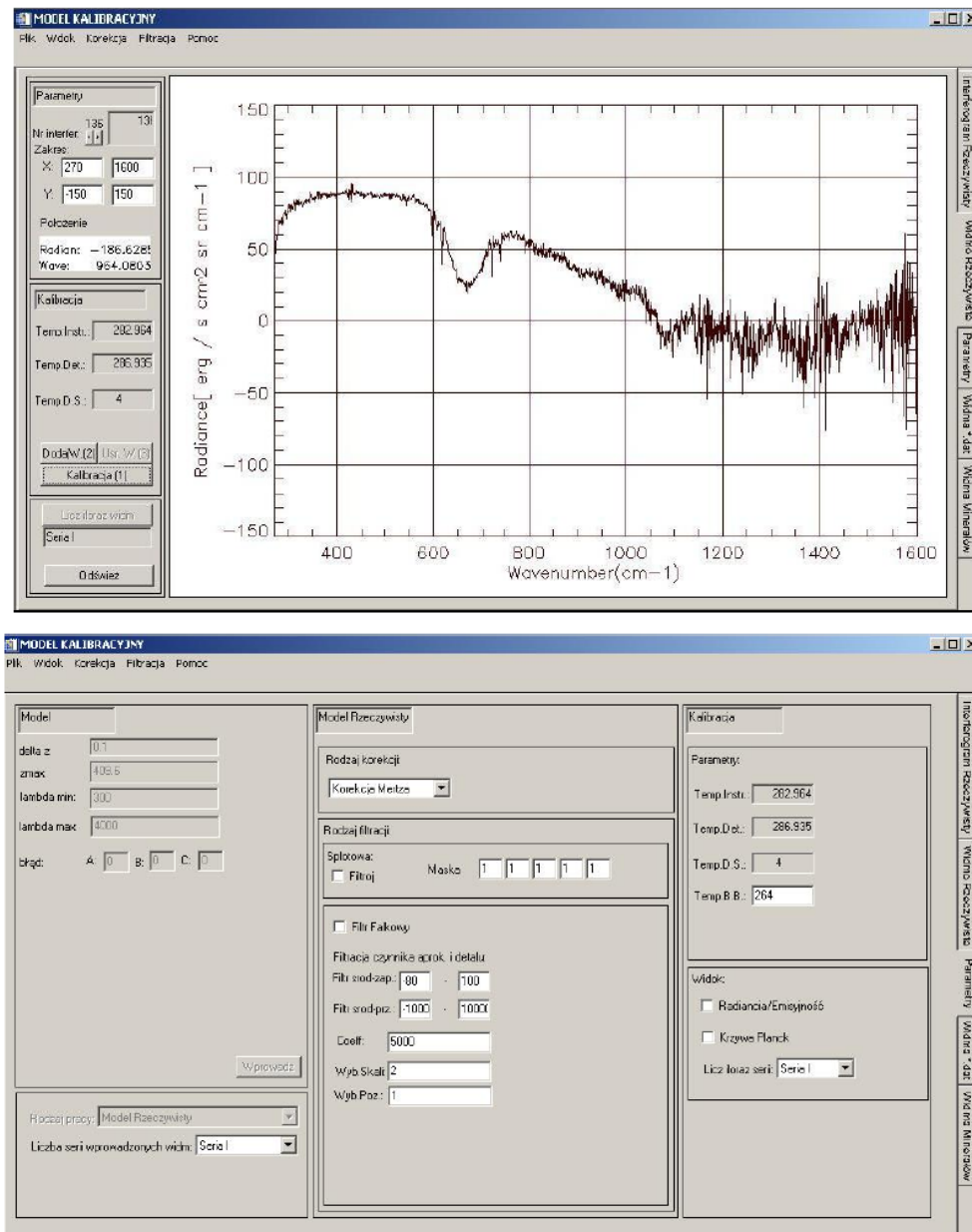
Wszystkie programy napisano wykorzystując pakiet obliczeniowy IDL firmy ITT Visual Information Solutions. Dane wprowadza się poprzez interfejs użytkownika. Do prezentacji wyników obliczeń użyto funkcji graficznych pakietu. Powstały programy symulujące:

- proces pomiaru,
 - korekcji,
 - korekcji i kalibracji danych rzeczywistych.
1. Aplikacja SPEKTROMETR FOURIEROWSKI pozwala korygować, wykonywać operacje filtracji oraz kalibracje rzeczywistych danych z Planetarnego Spektrometru Fourierowskiego,
 2. Program KOREKCJA FAZY umożliwia zasymulowanie instrumentalnych błędów fazowych oraz ich korekcje metodami Mertza oraz Formana,
 3. Program DEMODULACJA AM PM pozwala na symulacje błędów próbkowania oraz ich korekcji,
 4. Plik INTERMODULACJA umożliwia przeprowadzenie symulacji oraz korekcji błędów amplitudowych sygnału mierzonego oraz analizę zjawiska intermodulacji.

Aplikacja SPEKTROMETR FOURIEROWSKI została wykonana w celu kalibracji korekcji surowych danych pochodzących z Planetarnego Spektrometru Fourierowskiego Misji Mars

Express. Zawiera ona wszystkie opisane w rozdziale 4 metody korekcji zaburzeń wywołanych wibracjami, jak również metody kalibracji danych marsjańskich.

Na Rysunek 6.1 przedstawiono interfejs aplikacji SPEKTROMETR FOURIEROWSKI.



Rysunek 6.1 Interfejs aplikacji SPEKTROMETR FOURIEROWSKI.

7 Weryfikacja metod korekcji na podstawie danych z Planetarnego Spektrometru Fourierowskiego

Planetarny Spektrometr Fouriera PFS przeznaczony jest do pozyskiwania widm promieniowania odbitego i wysyłanego przez atmosferę i powierzchnie Marsa w podczerwieni.

PFS składa się z dwóch interferometrów jednocześnie dokonujących pomiarów w dwóch zakresach widmowych:

- długofalowym (LWC) w zakresie 5 - 50 μm (253 - 2000 cm^{-1}),
- krótkofalowym (SWC) w zakresie 1,2 - 5 μm (2000 - 8000 cm^{-1}),

z wysoką spektralną zdolnością rozdzielczą wynoszącą 1.4 cm^{-1} dla obu kanałów. Żeby otrzymać poprawne wyniki pomiarów spektrometrem PFS należy m.in. dzięki dokładnej analizie interakcji zachodzących pomiędzy źródłem promieniowania, instrumentem a detektorem, dokonać właściwej kalibracji obu kanałów widmowych tego przyrządu.

7.1 Kanał LWC

Został opracowany algorytm kalibracji kanału długofalowego, (LWC), który został szczegółowo opisany w pracy [40].

Ostatecznym etapem kalibracji zmierzonych sygnałów było wyznaczenie skalibrowanych widm zgodnie ze wzorem:

$$I(L) = \frac{S(L)}{R(L)} + 0.03B(T_i, L) + 0.99B(T_D, L) \quad (7.1)$$

gdzie:

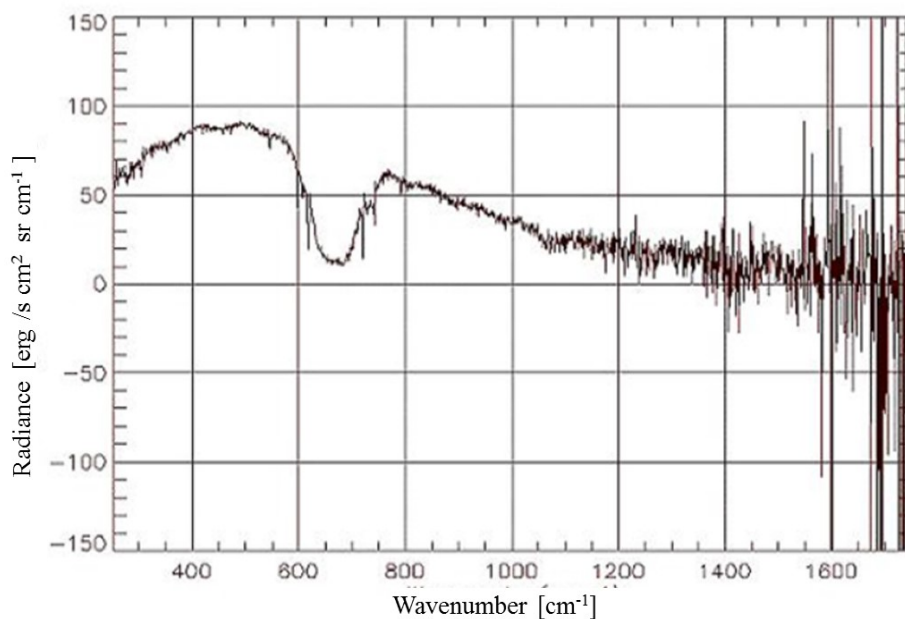
$S(L)$ – amplituda długofalowego widma,

$R(L)$ – współczynnik proporcjonalności,

$B(T_i, L)$ – funkcja Plancka dla temperatury interferometru,

$B(T_D, L)$ – funkcja Plancka dla temperatury detektora.

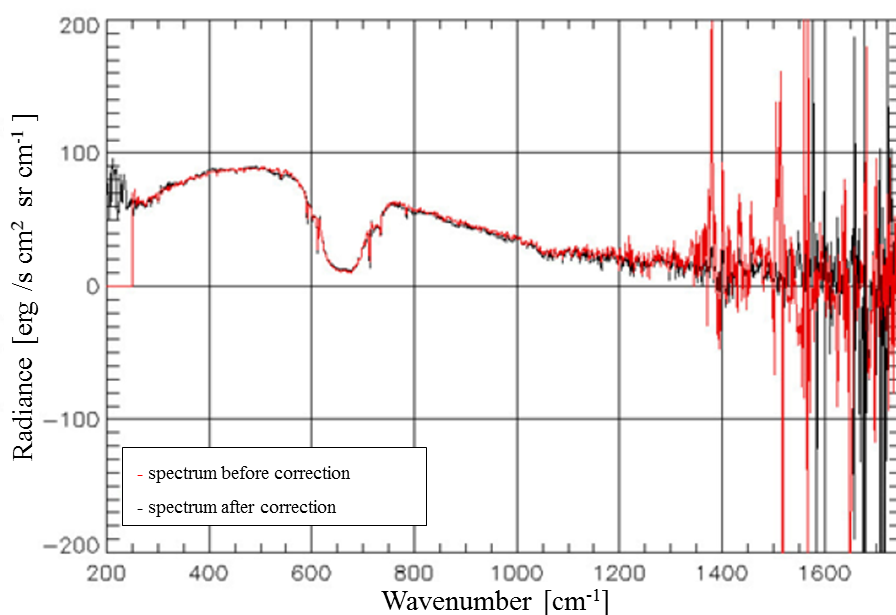
Przykładowe skalibrowane widmo marsjańskie:



Rysunek 7.1 Przykładowe skalibrowane widmo marsjańskie.

Zaobserwowano, że uzyskane widma charakteryzują się silnymi zniekształceniami, wywołanymi modulacją amplitudowo - fazowa sygnału referencyjnego w zakresie 1300 cm^{-1} - 2000 cm^{-1} [40] (korekcja skupia się głównie na zakresie $<1300\text{ cm}^{-1}$).

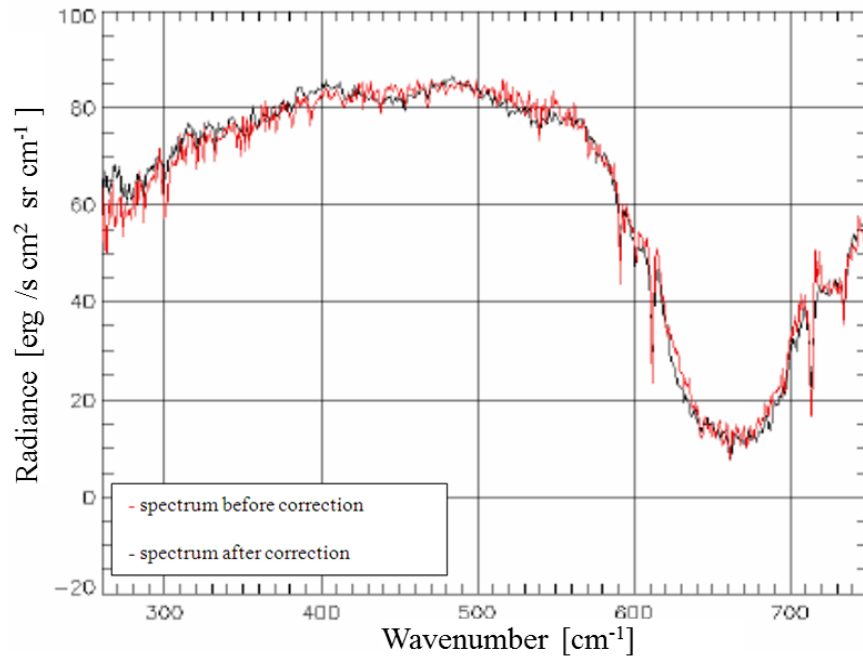
W widmach z kanału LWC zastosowano metodę korekcji opisaną w rozdziale 4. Na jej podstawie wyznaczono następujące częstotliwości modulujące: 415, 470, 100 Hz (pasmo pracy kanału LWC zawiera się w zakresie: 50 - 500 Hz). Wynik porównania widma nie skorygowanego i po korekcji przedstawia poniższy wykres:



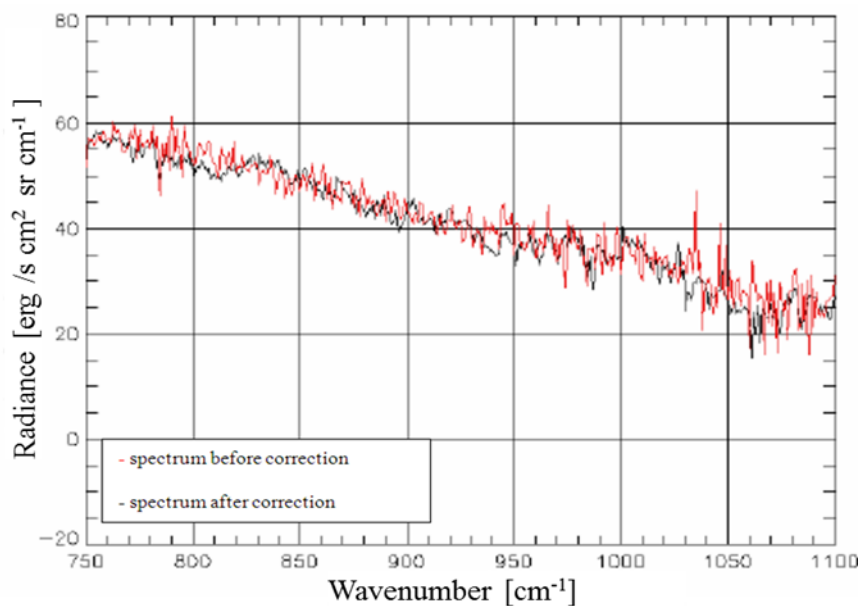
Rysunek 7.2 Porównanie widm (czarna krzywa – skorygowane widmo, czerwona – widmo przed korekcją).

Poniżej wykresy przedstawiają dokładniejsze porównanie widm przed korekcją i po korekcji.

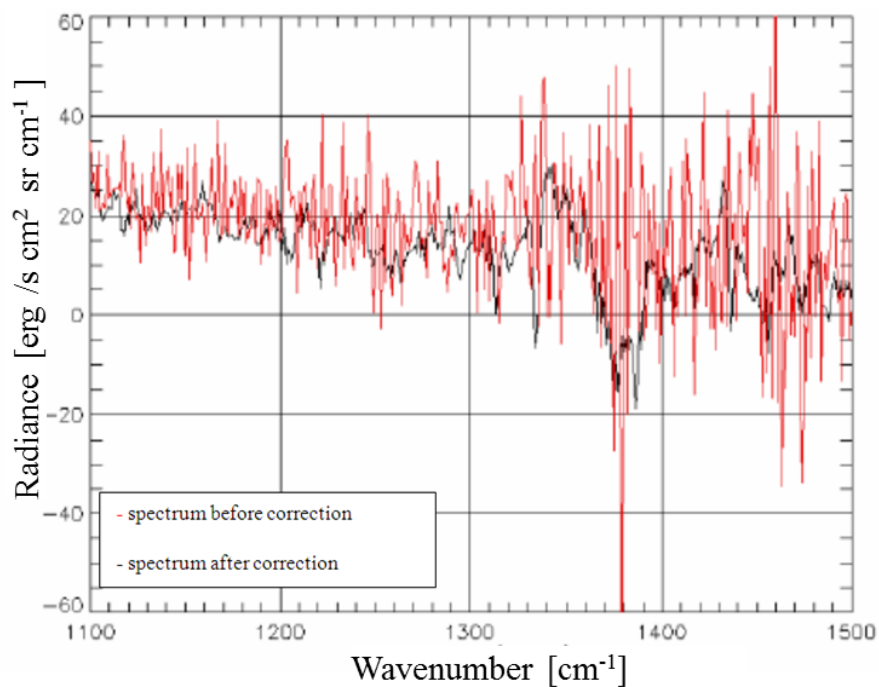
Uzyskane powyżej rezultaty wskazują na poprawność przeprowadzonej filtracji, korekcji i kalibracji surowych danych marsjańskich, dla kanału LWC. Uzyskane widma wykazują mniejsze zaszumienie w przedziale powyżej 1300 cm^{-1} .



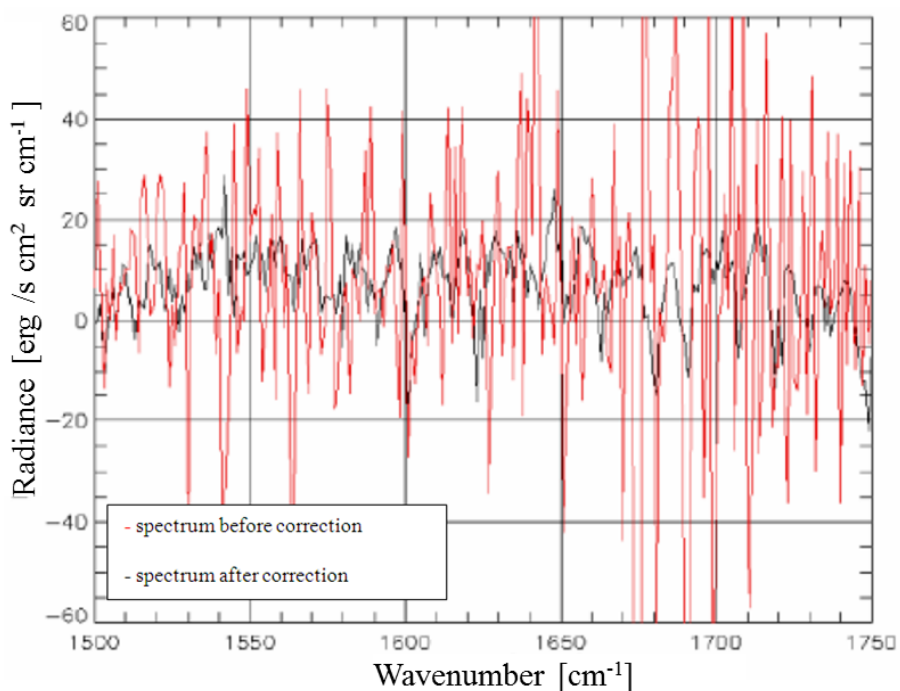
Rysunek 7.3 Porównane widm w zakresie 260 - 750 cm^{-1} .



Rysunek 7.4 Porównane widm w zakresie 750 - 1100 cm^{-1} .



Rysunek 7.5 Porównane widm w zakresie 1100- 1500 cm^{-1} .



Rysunek 7.6 Porównane widm w zakresie 1500 - 1750 cm^{-1} .

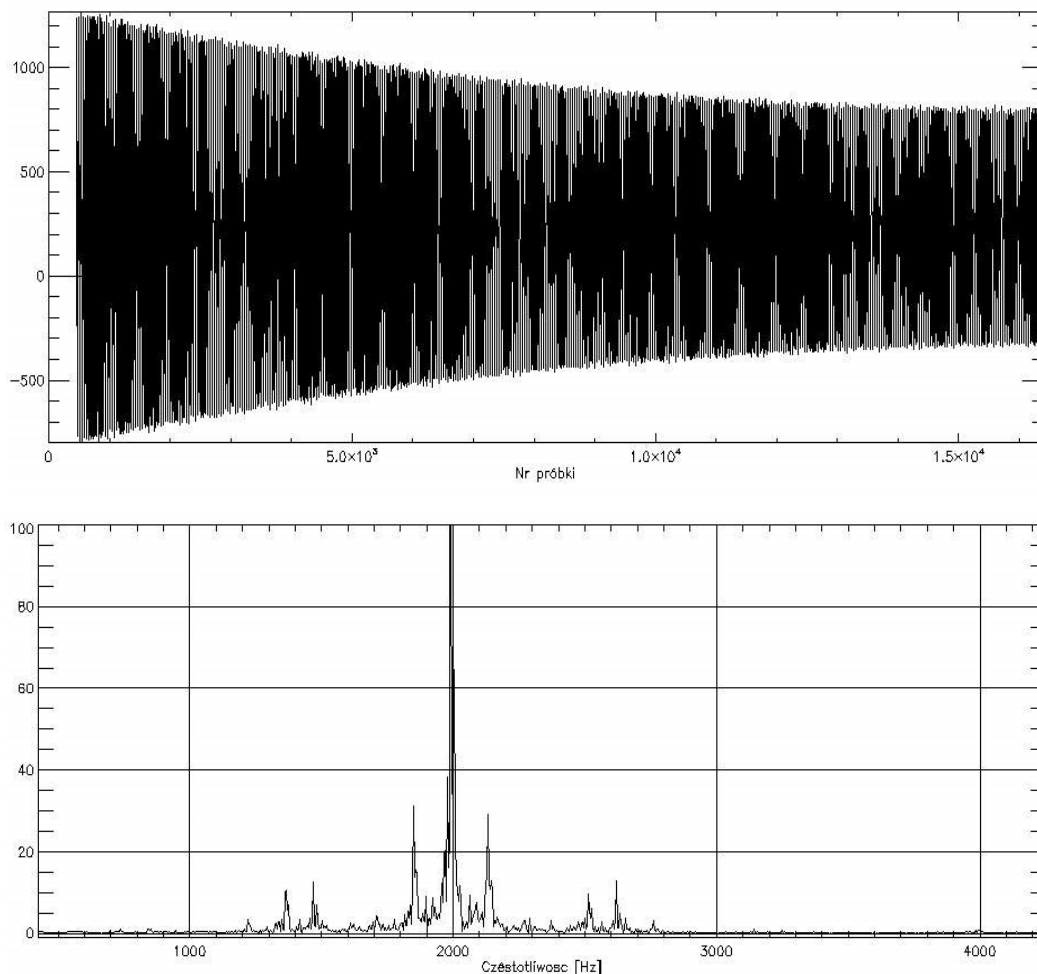
Znaczną poprawę widma mierzonego zaobserwowano w zakresie 1300 – 1750 cm^{-1} , gdzie zaszumienie sygnału jest największe. W wielu przypadkach wyodrębniono absorpcyjne linie widmowe. Ocena fizyczna – geologiczna poszczególnych pasm widmowych nie jest objęta zakresem tej pracy.

7.2 Kanał SWC

Sygnal z kanału SWC jest obarczony bardzo dużymi zniekształceniami a prace nad jego korekcją nadal trwają. Celem poniższego opracowania jest zweryfikowanie hipotezy dotyczącej wpływu modulacji sygnału próbkującego na detekowany sygnał rejestrowany przez kanał SWC spektrometru.

Weryfikacja wyżej postawionej hipotezy została przeprowadzona przez porównanie rzeczywistych danych uzyskanych z układu próbkującego $p(t)$ (Rysunek 2.2) z danymi zamodelowanymi oraz wprowadzenie tych błędów do sygnału niezniekształconego w celu porównania go z widmem rzeczywistym SWC-PFS.

Idealny sygnał próbkujący powinien być idealną kosinusoidą. Na podstawie pomiarów wykonanych na orbicie okołoziemskiej zarejestrowano rzeczywisty sygnał próbkujący, Rysunek 7.7, nie jest to idealna kosinusoida, co świadczy o występowaniu błędów próbkowania.



Rysunek 7.7 Interferogram i widmo doświadczalne uzyskane z lasera próbkującego.

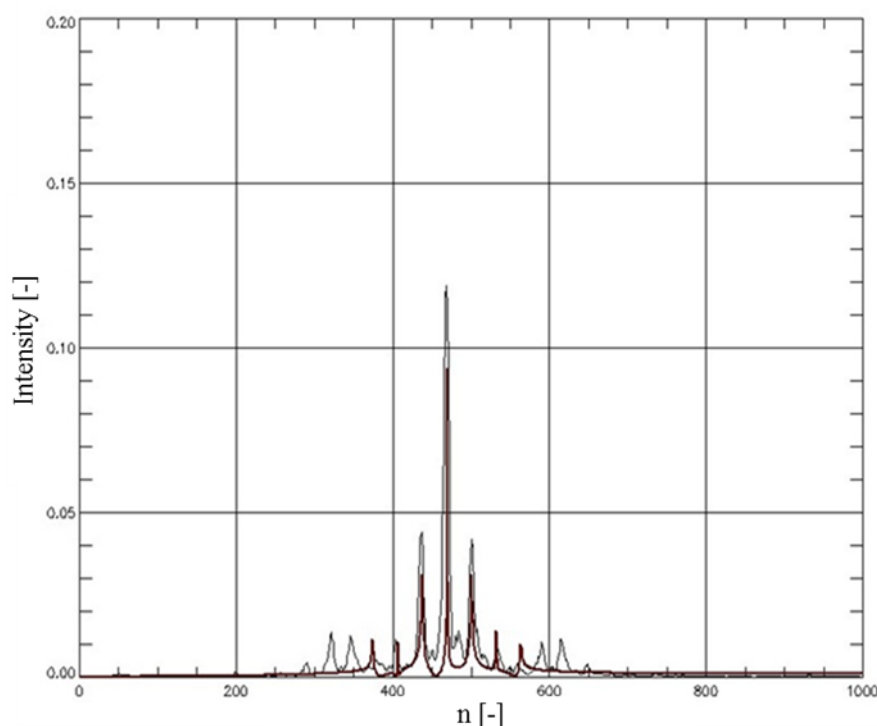
Na powyższych rysunkach przedstawione zostało widmo lasera wykorzystywanego jako wzorcowe źródło próbkowania w układzie pomiarowym spektrometru fourierowskiego.

7.2.1 Modelowanie sygnału próbkującego

Na podstawie przeprowadzonych symulacji zgodnie z (3.35) stwierdzono, że sygnał próbkujący $p(t)$ jest zmodulowany fazowo.

Uzyskane wyniki charakteryzują się występowaniem częstotliwości podstawowej 2 kHz oraz symetrycznych względem niej linii widmowych.

Na podstawie uzyskanych wyników odpowiednio dobierając częstotliwość i głębokość modulacji możliwe jest w znacznym stopniu odtworzenie sygnału rzeczywistego, próbkującego $p(t)$ – Rysunek 7.8.



Rysunek 7.8 Widmo lasera dla PFS - SWC (linia czarna) wraz z funkcją aproksymująca (linia brązowa).

W tym przypadku głębokość modulacji $m = 1$ a częstotliwość modulacji: $F = 150$ Hz.

7.2.2 Symulacja błędów sygnału próbkującego i jego wpływu na widmo wzorcowe

Dalszym krokiem analizy jest zasymulowanie wpływu błędów występujących w sygnale próbkującym $p(t)$ na widmo wzorcowe $I_{PM}(z)$ – (4.16). Poprzez wprowadzenie do sygnału wzorcowego błędów próbkowania porównano uzyskane

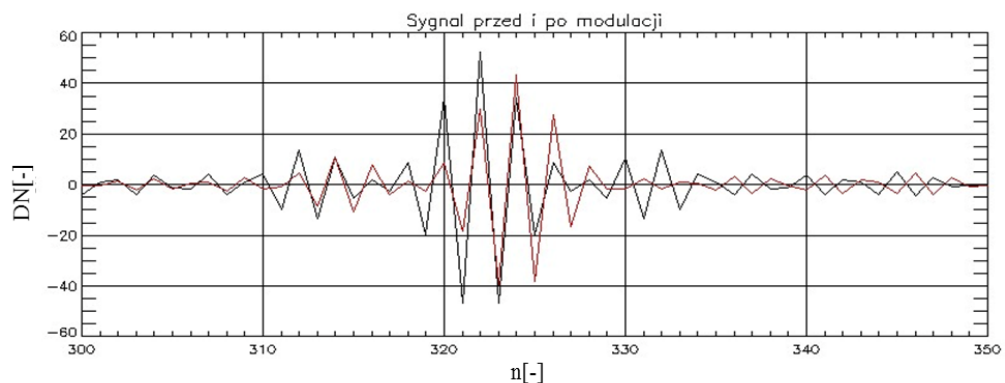
widmo z widmem rzeczywistym z SWC-PFS. Ma to potwierdzić hipotezę, że jednym z elementów zniekształcających sygnał z PFS jest modulacja sygnału referencyjnego spowodowana wibracjami.

Do naszej analizy wykorzystano krzywą spektralną przyrządu pomiarowego znajdującego się na MEX (OMEGA). Krzywa spektralna z tego instrumentu charakteryzuje się znacznie mniejszą rozdzielczością spektralną w porównaniu z analizowanym przez nas sygnałem PFS-SWC, natomiast ogólny kształt krzywej w interesujących nas zakresach spektralnym założyliśmy, że jest identyczny (różnice mogą wystąpić jedynie w poziomie natężenia obu sygnałów).

- **Metoda wprowadzania błędów próbkowania do widm wzorcowych**

- przeprowadzenie odwrotnej transformaty Fouriera widma wzorcowego w celu uzyskania interferogramu.
- dyskretna funkcja interferogramu interpolowana jest do postaci ciągłej (3.55). Następnie dla dyskretnego sygnału odpowiadającego błędom próbkowania obliczana jest nowa wartość funkcji interferogramu
- obliczana jest transformata Fouriera z zniekształconego sygnału (uzyskujemy w ten sposób widmo sygnału z wprowadzonym błędem próbkowania).

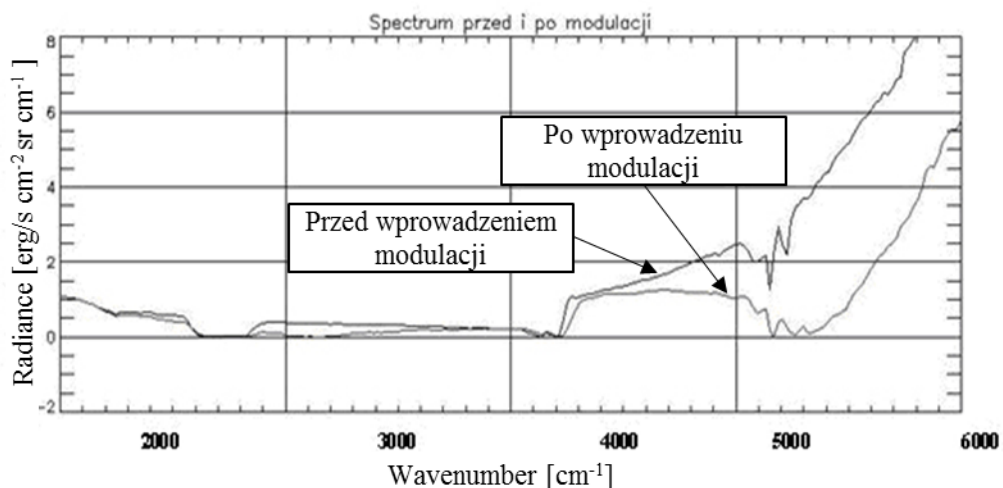
Sygnał z wprowadzonym błędem próbkowania:



Rysunek 7.9 Sygnał wzorcowy(linia czarna) oraz sygnał z wprowadzonym błędem próbkowania(linia czerwona).

- **Weryfikacja wpływu błędów sygnału próbkującego na widmo wzorcowe**

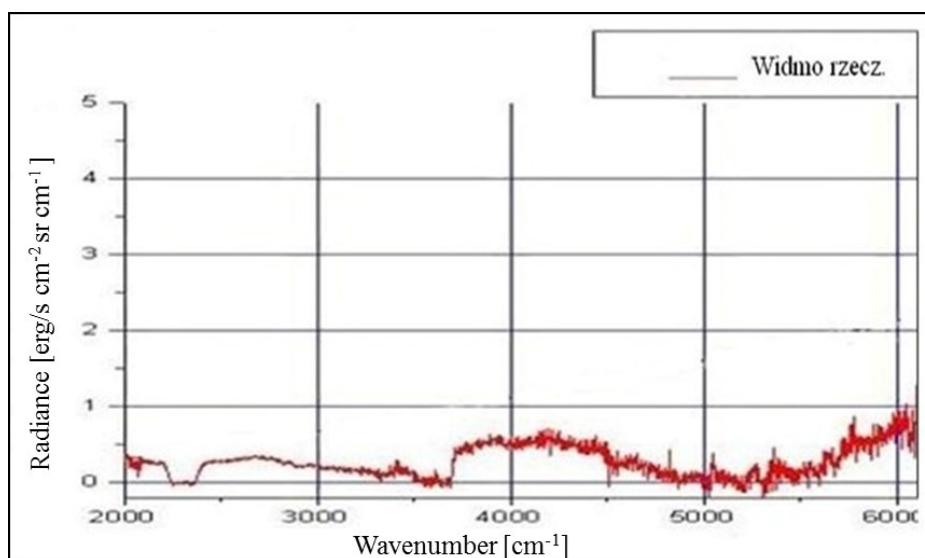
Poniższy wykres przedstawia wpływ zamodelowanych błędów próbkowania na opisany powyżej sygnał wzorcowy, OMEGA.



Rysunek 7.10 Marsjańskie widmo wzorcowe i widmo po wprowadzeniu do interferogramu oscylacji częstotliwości.

W przypadku wprowadzenia do sygnału wzorcowego (Rysunek 7.10) opisanego wcześniej błędu próbkowania, następuje znaczny spadek poziomu linii spektralnej w zakresie powyżej 5000cm^{-1} (Rysunek 7.10). Analogiczna sytuacja jest obserwowana dla kanału SWC-PFS (Rysunek 7.11), co jest potwierdzeniem hipotezy o wpływie błędów próbkowania sygnału referencyjnego na sygnał rzeczywisty.

Rysunek 7.11, przedstawia rzeczywiste spektrum uzyskiwane z przyrządu PFS na satelicie Mars Express.



Rysunek 7.11 Marsjańskie widmo SWC (nie skorygowane).

Ze względu na duże zniekształcenia sygnału kanału SWC nadal trwają prace nad całkowitą korektą widm pochodzących z tego kanału, co jednak nie jest już zawarte w tej pracy.

8 Podsumowanie

Analizy i rozwiązania przedstawione w rozprawie dotyczą analizy wpływu i korekcji błędów amplitudowo - fazowych, wywołanych wibracjami elementów składowych instrumentu na pomiar spektrometrem fourierowskim. Złożyły się na nie rozważania teoretyczne, symulacje komputerowe oraz wyniki doświadczalne. Przedstawione w rozprawie rozwiązania w sposób kompleksowy opisują najistotniejsze aspekty wpływu wibracji na sygnał mierzony w spektrometrze fourierowskim na ziemi oraz analizy i korekcji tego typu zniekształceń w przestrzeni kosmicznej.

W rozprawie zaproponowano metody korekcji zniekształceń wywołanych wibracjami elementów składowych spektrometru fourierowskiego. Jako podstawowe źródło danych do weryfikacji wykonanych analiz oraz zaproponowanych metod korekcji wykorzystano dane z Planetarnego Spektrometru Fourierowskiego (PFS) Misji Mars Express. Korekcje danych z PFS wykonano za pośrednictwem stworzonego przez autora pracy oprogramowania komputerowego. Narzędzie to może być wykorzystywane do korekcji błędów amplitudowo-fazowych danych ze spektrometrów fourierowskich innych misji kosmicznych.

W efekcie przeprowadzonych analiz wyróżniono różne rodzaje błędów, w ramach których opracowano następujące wnioski:

Instrumentalne błędy fazowe:

- procedury korekcji fazy odtwarzają widmo pozbawione błędów fazowych w zakresie lokalizacji linii spektralnej,
- dla wartości widm bliskich zeru, a więc odpowiadających miejscom zerowym funkcji analitycznej sinc (reprezentującej funkcję aparaturową spektrometru), pojawiają się znaczne błędy ze względów algorytmicznych (operacja dzielenia przez zero). Widać także, iż błąd korekcji rośnie dla bocznych maksimów. Nie ma to jednak istotnego znaczenia z uwagi na możliwość redukcji wartości tych maksimów poprzez zastosowanie operacji apodyzacji interferogramu,
- korekcja Formana lepiej koryguje błędy fazowe w obrębie maksimów bocznych.

Błędy wywołane nieosiowością detektora:

- błędy odzyskiwania funkcji pierwotnej za pomocą prezentowanej metody dekonwolucyjnej, są rzędu 8%,
- metody dekonwolucji z wykorzystaniem regularyzacji Tikhonov'a [45], dekonwolucji z wykorzystaniem pseudo odwrotności macierzy [25], [45]–[47] mają

małą użyteczność w korygowaniu zniekształceń pochodzących od wibracji instrumentu,

- korekcję te są bardzo czułe na zniekształcenia przypadkowe sygnału oraz ich nieliniowość.

Błędy wprowadzane przez nieliniowe prowadzenie cube – cornera:

- niezależnie od kąta pola widzenia spadek intensywności linii widmowej jest taki sam przy stałym kącie prowadzenia cube cornera,
- jeżeli kąt pola widzenia jest równy kątowi prowadzenia cube - cornera do osi optycznej układu wówczas spadek intensywności linii spektralnej jest ok. 50%.

Błędy próbkowania wywołane nieliniowością ruchu stolika:

- funkcja zmiany prędkości ruchu jest funkcją wykładniczą gęstości widmowej,
- stosunek gęstości widmowej mocy linii bocznych do gęstości widmowej linii podstawowej silnie zależy od zmian prędkości oraz parametrów modulacji. Przy dwukrotnej zmianie prędkości błędy zniekształcenia linii widmowej dochodzą do 500%, czyli moc zawarta w bocznych liniach spektralnych pięciokrotnie przewyższa moc zawarta w linii podstawowej (jest to przypadek nierzeczywisty, lecz pokazujący dużą zmienność gęstości widmowej w zależności od prędkości). Jest to przypadek czysto teoretyczny, w praktyce maksymalne fluktuacje zmian prędkości stanowią ok. 10% prędkości nominalnej.

Błędy i korekcja zmodulowanego sygnału detekowanego:

- wykonanie korekcji sygnałów zniekształconych błędami modulacji amplitudowej źródła detekowanego pozwala odzyskać wzorcowy sygnał z błędami ok. 5 %,
- najważniejsze dla właściwej korekcji jest konieczność dokładnego określenia współczynników charakterystycznych: głębokości modulacji, m oraz częstotliwość modulacji, F .

Błędy i korekcja sygnału mierzonego obciążonego błędami próbkowania:

- konieczna jest znajomość parametrów modulacji, uzyskiwanych z sygnału referencyjnego, mającego charakter pojedynczej linii spektralnej,
- zaproponowana metoda adaptacyjnej korekcji modulacji fazowej charakteryzuje się bardzo dobrą zdolnością odzyskiwania pierwotnego sygnału, z błędami względnymi < niż 5%,
- metoda pozwala na uniknięcie konieczności uśredniania sygnałów mierzonych i porównywania ich z sygnałem badanym.

Błędy spowodowane zjawiskiem intermodulacji:

- zwiększenie stopnia nieliniowości charakterystyki przenoszenia detektora i przedwzmacniacza powoduje generacje harmonicznych wyższych rzędów, a tym samym w znacznym stopniu zwiększa zniekształcenia w głównej linii spektralnej. Przy nieliniowości trzeciego rzędu zniekształcenia wnoszone przez generacje trzeciej harmonicznej jest ok. 80% większe niż zniekształcenia wnoszone przez drugą harmoniczną,
- w przypadku widma ciągłego błędy intermodulacji powodują zmianę kształtu krzywej spektralnej w zakresie krótszych liczb falowych oraz zwiększenie poziomu tła zawartego.

Rezultaty przedstawionej pracy doktorskiej stanowią podstawę do dalszych analiz procesu pomiaru widma za pomocą spektrometru fourierowskiego w przestrzeni kosmicznej, a uzyskane doświadczenie, opracowane metody i narzędzia korekcji sygnału spektrometrycznego pozwalają uniknąć problemów związanych z destrukcyjnym wpływem czynników instrumentalnych na sygnał mierzony w przestrzeni kosmicznej.

Najistotniejsze rezultaty rozprawy obejmują:

- przeprowadzenie analiz dokładnościowych wpływu błędów amplitudowo - fazowych na sygnał mierzony, przeprowadzoną zarówno na pojedynczej linii spektralnej jak również na widmie ciągłym (błąd lokalizacji, błąd określenia intensywności, zmiana zdolności rozdzielczej),
- analizę wpływu błędów:
 - fazowych wynikających z dyspersji beamsplitera i elektroniki, wykonaną na pojedynczej linii spektralnej i widmie ciągłym; w rozprawie zaproponowano oraz udoskonalono metody korekcji tego typu zniekształceń,
 - pozaosiowego położenia detektora, uwzględniając przypadek detektora okrągłego oraz prostokątnego; zaproponowano metody korekcji oraz oceny jakościowej odzyskiwanego sygnału,
 - nieliniowego prowadzenia cube - cornera, w raz z oceną jakościową i metodami korekcji,
 - modulacji amplitudowo - fazowej źródła referencyjnego,
 - modulacji amplitudowo - fazowej sygnału rejestrowanego przez detektor.Analizy wpływu modulacji amplitudowo – fazowej na sygnał mierzony oraz

źródło referencyjne przeprowadzono dla pojedynczej linii widmowej jak i dla widma ciągłego,

- opracowano i przedstawiono metody korekcji zarówno w warunkach naziemnych jak i w przestrzeni kosmicznej.

Wyniki i wnioski z pracy można przedstawić w postaci krótkich komentarzy:

W pracy scharakteryzowano szereg błędów mających podłoże amplitudowo – fazowe, jednak ze szczególną uwagą skoncentrowano się na modulacji amplitudowo - fazowej sygnału próbkującego i jej wpływie na sygnał mierzony.

Zaproponowano metody korekcji zniekształceń wywołanych wibracjami elementów składowych spektrometru fourierowskiego. Jako weryfikacje wykonanych analiz oraz zaproponowanych metod korekcji dane z Planetarnego Spektrometru Fourierowskiego (PFS) poddano procesowi obróbki danych. Należy także wspomnieć, że wykonanie właściwej korekcji danych z PFS oraz stworzenie aplikacji umożliwiającej tę korekcję i kalibrację (oprogramowanie służące do przetwarzania, korekcji i kalibracji danych z długofalowego spektrometru fourierowskiego misji Mars Express) było celem inicjującym powstanie niniejszej rozprawy.

Na podstawie przeprowadzonych analiz dowiedziono sformułowanej w założeniach pracy tezy, że: **błędy pomiarów spektrometrem fourierowskim, powstałe na wskutek wibracji instrumentu w przestrzeni kosmicznej, objawiające się jako zniekształcenia amplitudowo – fazowe są programowo korygowane.**

Opracowane wyniki pracy zostały opublikowane w specjalistycznym piśmie o tematyce odpowiadającej zakresowi niniejszej pracy [48], [49], jak również zaprezentowane na międzynarodowej konferencji w Krakowie oraz międzynarodowym spotkaniu w ramach konsorcjum misji Mars Express w Rzymie.

9 Spis tabel

Tabela 3.1 Parametry analizey.	50
-------------------------------------	----

10 Spis rysunków

Rysunek 2.1 Podstawowy układ optyczny spektrometru Fouriera.	15
Rysunek 2.2 Schemat blokowy toru przetwarzania sygnału.	18
Rysunek 2.3 Zdolność rozdzielcza w przypadku nie apodyzowanego interferogramu.	21
Rysunek 2.4 Zdolność rozdzielcza w przypadku interferogramu apodyzowanego [9].	21
Rysunek 2.5 Przykładowe funkcje apodyzacji: a) funkcja prostokątna, b) funkcja trapezowa, c) funkcja trójkątna, d) kwadrat funkcji trójkątnej. $\Delta v_{1/2}$ – szerokość głównego piku w połowie maksymalnej intensywności, S - procentowa moc listków bocznych w stosunku do mocy piku głównego [25].	23
Rysunek 2.6 Bieg promieni w rzeczywistym interferometrze Michelsona.	24
Rysunek 2.7 Geometria układu wejściowego spektrometru.	26
Rysunek 2.8 Prążki jednakowego pochylenia w płaszczyźnie detektora.	27
Rysunek 2.9 Sygnał cos oraz jego transformata Fouriera, dla gęstości próbkowania $\Delta z = 1/L_{\max}$ [25].	30
Rysunek 2.10 Idealnie próbkowany sygnał pomiarowy.	31
Rysunek 3.1 interferogram w postaci funkcji sinus (b) wynik dokonania kosinusowej transformaty Fouriera na tym interferogramie [21].	35
Rysunek 3.2 Zmiana kształtu funkcji aparaturowej ILS wraz ze zmianą parametru jakim jest przesunięcie fazowe od -1 do $+1$ [21].	35
Rysunek 3.3 Układ wejściowy spektrometru z pozaosiowym położeniem detektora.	36
Rysunek 3.4 Układ wejściowy spektrometru z decentrowanym źródłem.	38
Rysunek 3.5 Geometria układu z przemieszczonym detektorem okrągłym.	39
Rysunek 3.6 Pozaosiowo usytuowany detektor (rysunek lewy) oraz odpowiadająca temu przesunięciu funkcja FOV (rysunek prawy).	41
Rysunek 3.7 Geometria układu z pozaosiowym detektorem prostokątnym.	42
Rysunek 3.8 Układ optyczny spektrometru z nieosiowym przesuwem cube – cornera.	44
Rysunek 3.9 Prawdopodobne ścieżki ruchu cube - cornera M_1	44
Rysunek 3.10 Źródła zniekształcenia linii widmowej spowodowane efektem aperturowym w spektrometrze z nieprostoliniowym przesuwem cube – cornera.	45
Rysunek 3.11 Przykładowy charakter zniekształcenia linii widmowej. Przypadek $\theta > \beta$ (a) oraz $\theta < \beta$ (b).	46

Rysunek 3.12 Modulacja pojedynczej linii spektralnej zniekształceniem okresowym, dla różnych wartości parametru n (oś odciętych – wavenumber [cm^{-1}], oś rzędnych – intensity [-]).	51
Rysunek 3.13 Postać sygnału dla różnych współczynników głębokości modulacji m : a) $m < 1$, b) $m = 1$, c) $m > 1$ (oś odciętych – number [-], oś rzędnych – intensity [-]).	55
Rysunek 3.14 Sygnał referencyjny (a) i spektrum (b) dla różnych współczynników modulacji m . Linia czarna $a = 5$, linia brązowa $m = 2$, linia zielona $m = 0.4$, linia różowa $m = 1$ (oś odciętych – wavenumber [cm^{-1}], oś rzędnych – intensity [-]).	56
Rysunek 3.15 Sygnał referencyjny i jego transformata Fouriera dla różnych współczynników skalujących. a) $a > 2b$, b) $a = 2b$, c) $a < 2b$ (oś odciętych – wavenumber [cm^{-1}], oś rzędnych – intensity [-]).	58
Rysunek 3.16 Syntetyczny sygnał kosinusoidalny i jego transformata Fouriera przed (linia czarna) i po wprowadzeniu extra samplingu (linia zielona), dla $F = 2\text{cm}^{-1}$, a) $m = 1$, b) $m > 1$ (oś odciętych – wavenumber [cm^{-1}], oś rzędnych – intensity [-]).	60
Rysunek 3.17 Trzy linie spektralne i ich transformata Fouriera przed (linia czarna) i po wprowadzeniu extra samplingu (linia zielona), dla $F = 2\text{cm}^{-1}$, a) $m = 1$, b) $m > 1$ (oś odciętych – wavenumber [cm^{-1}], oś rzędnych – intensity [-]).	61
Rysunek 3.18 Widmo atmosferyczne, linia czarna - widmo przed wprowadzeniem extra samplingu, linia zielona - widmo po wprowadzeniu extra samplingu, $F = 16 \text{ Hz}$, $m = 1$ (oś odciętych – wavenumber [cm^{-1}], oś rzędnych – intensity [-]).	61
Rysunek 3.19 Widmo atmosferyczne, linia czarna – spektrum bez extra samplingu, linia zielona - (widmo syntetyczne) i linia czerwona (widmo rzeczywiste) – spektrum po wprowadzeniu extra samplingu $F = 205\text{Hz}$, $m = 1$.	62
Rysunek 3.20 Transformata Fouriera interferogramu (3.55) dla różnych współczynników głębokości modulacji a) $m = 1$, b) $m = 0.1$. Linia czarna – sygnał bez zniekształceń, linia niebieska sygnał zmodulowany (oś odciętych – wavenumber [cm^{-1}], oś rzędnych – intensity [-]).	64
Rysunek 3.21 Przykład modulacji amplitudowej widma CO_2 dla różnych parametrów modulacji a i b współczynnik modulacji równy jest 0.7 .	65
Rysunek 3.22 Widmo atmosferyczne, linia czarna spektrum przed modulacją, linia czerwona – spektrum zmodulowane fazowo $F = 60\text{Hz}$.	66
Rysunek 3.23 Widmo dla pojedynczej linii spektralnej $L_0 = 8000\text{cm}^{-1}$ (oś odciętych – wavenumber [cm^{-1}], oś rzędnych – intensity [-]).	68

Rysunek 3.24 Widmo po intermodulacji: a) $\alpha = 0.1$, $\beta = 0.1$, b) $\alpha = 1$, $\beta = 1$ (oś odciętych – wavenumber [cm^{-1}], oś rzędnych – intensity [-]).	68
Rysunek 4.1 Jednostronny asymetryczny interferogram $I(-x_{\min} ; x ; x_{\max})$ dla ciała doskonale czarnego przy temp. 300 K a także krótki obustronny interferogram $I(-x_{\min}; x ; x_{\min})$ i lokalizacja głównego maksimum x_0 . x_{\max} jest maksymalna różnica dróg optycznych, której wartość zdeterminowana jest przez wymaganą zdolność rozdzielczą spektrometru a x_{\min} zależy od konstrukcji [29].	71
Rysunek 4.2 Porównanie pojedynczej linii spektralnej idealnej (kolor czarny) oraz zniekształconej przez efekt aperturowy (kolor czerwony) – kąt pola widzenia 0,015 rad.	75
Rysunek 4.3 a) Porównanie znormalizowanej funkcji $\Lambda(z)$ (kolor czarny) oraz funkcji wykładniczej postaci $\exp(-\alpha z - \beta z^2)$ (kolor czerwony). b) Porównanie znormalizowanego kształtu funkcji $\Phi(z)$ (kolor czarny) oraz funkcji liniowej postaci mz (kolor czerwony).	76
Rysunek 4.4 a) Funkcja $A(z) = \Lambda(z)/(\exp(-\alpha z - \beta z^2))$, b) Funkcja $\varphi(z) - mz$.	76
Rysunek 4.5 Funkcja $L^{-1}(L)$, odwrotna do funkcji aparaturowej.	77
Rysunek 4.6 Porównanie idealnej zakładanej linii spektralnej (kolor czarny) oraz linii spektralnej odzyskanej (kolor czerwony). b) Różnica pomiędzy funkcjami.	77
Rysunek 4.7 a) Porównanie pojedynczej linii spektralnej idealnej (kolor czarny) oraz zniekształconej przez efekt aperturowy (kolor czerwony) – kąt pola widzenia 0.018 rad. b) Porównanie idealnej założonej linii spektralnej (kolor czerwony) oraz linii spektralnej odzyskanej (kolor czarny). c) Różnica pomiędzy skorygowaną i idealną funkcją.	78
Rysunek 4.8 a) Widmo składające się z trzech linii spektralnych zniekształcone przez efekt aperturowy – kat pola widzenia spektrometru 0,015 rad b) Porównanie idealnego widma (kolor czerwony) oraz widma odzyskanego (kolor czarny). c) Różnica pomiędzy tymi widmami.	79
Rysunek 4.9 Widmo lasera kanału SWC - PFS (krzywa czarna), linia czerwona widmo dopasowane.	80
Rysunek 4.10 Widmo CO ₂ , linia czerwona – spektrum przed modulacją, linia niebieska – spektrum skorygowane, linia czarna – spektrum zmodulowane amplitudowo, a) $F = 60 \text{ cm}^{-1}$, $m = 1$, b) $F = 60 \text{ cm}^{-1}$, $m = 2$ (oś odciętych – wavenumber [cm^{-1}], oś rzędnych – transmitancja znormalizowana jest do 1).	82
Rysunek 4.11 Widmo lasera dla PFS - SWC (linia czarna) wraz z funkcją aproksymująca (linia brązowa).	83

Rysunek 4.12 Pojedyncza zmodulowana linia spektralna (kolor czarny) $L = 200\text{Hz}$, $F = 20\text{Hz}$, $m = 0.5$ oraz odzyskana linia spektralna (kolor zielony), (oś odciętych – wavenumber [cm^{-1}], oś rzędnych – intensywność).....	86
Rysunek 4.13 Pojedyncza zmodulowana linia spektralna (kolor czarny) $L = 200\text{Hz}$, $F = 20\text{Hz}$, $m = 2$ oraz odzyskana linia spektralna (kolor zielony), (oś odciętych – wavenumber [cm^{-1}], oś rzędnych – intensywność).....	86
Rysunek 4.14 Trzy zmodulowane linie spektralne (kolor czarny) $L_1 = 200\text{Hz}$, $L_2 = 210\text{Hz}$, $L_3 = 220\text{Hz}$, $F = 20\text{Hz}$, $m = 0.5$ oraz odzyskana linia spektralna (kolor zielony), (oś odciętych – wavenumber [cm^{-1}], oś rzędnych – intensywność).	87
Rysunek 4.15 Trzy zmodulowane linie spektralne (kolor czarny) $L_1 = 200\text{Hz}$, $L_2 = 210\text{Hz}$, $L_3 = 220\text{Hz}$, $F = 20\text{Hz}$, $m = 2$ oraz odzyskana linia spektralna (kolor zielony), (oś odciętych – wavenumber [cm^{-1}], oś rzędnych – intensywność).	87
Rysunek 4.16 Zmodulowana funkcja Gaussa (kolor czarny) $F = 20\text{Hz}$, $m = 0.7$ oraz odzyskana linia spektralna (kolor zielony), (oś odciętych – wavenumber [cm^{-1}], oś rzędnych – intensywność).....	88
Rysunek 4.17 Zmodulowana funkcja Gaussa (kolor czarny) $F = 20\text{Hz}$, $m = 2$, oraz odzyskana linia spektralna (kolor zielony), (oś odciętych – wavenumber [cm^{-1}], oś rzędnych – intensywność).....	88
Rysunek 4.18 Zmodulowane widmo CO_2 (kolor niebieski) $F = 20\text{Hz}$, $m = 0.7$, oraz odzyskana linia spektralna (kolor czerwony), (oś odciętych – wavenumber [cm^{-1}], oś rzędnych – intensywność).....	89
Rysunek 4.19 Zmodulowane widmo CO_2 (kolor niebieski) $F = 20\text{Hz}$, $m = 1$, oraz odzyskana linia spektralna (kolor czerwony), (oś odciętych – wavenumber [cm^{-1}], oś rzędnych – intensywność).....	89
Rysunek 4.20 Zmodulowane widmo atmosferyczne (kolor niebieski) $F = 205\text{Hz}$, $m = 0.03$, oraz odzyskana linia spektralna (kolor czerwony), krzywa czarna widmo przed wprowadzeniem modulacji, (oś odciętych – wavenumber [cm^{-1}], oś rzędnych – intensywność).....	90
Rysunek 4.21 Widmo lasera zmodulowanego fazowo (krzywa czarna, górny rysunek), krzywa niebieska – spektrum dopasowane do spektrum lasera, rysunek dolny – błąd dopasowania, (oś odciętych – wavenumber [cm^{-1}], oś rzędnych – intensywność).....	91
Rysunek 4.22 Błędy względne korekcji ciągłego widma zmodulowanego w stosunku do widma bez zniekształceń.	91

Rysunek 4.23 Widmo idealne – linia niebieska, widmo zmodulowane – krzywa czarna, widmo skorygowane – linia czerwona.	93
Rysunek 5.1 Równanie kształtu funkcji aparaturowej z uwzględnieniem tylko wpływu apodyzacji (krzywa czarna – wykres po lewej stronie) i funkcji aparaturowej z uwzględnieniem apodyzacji i funkcji FOV dla przemieszczonego detektora o promieniu 0.5 mm odpowiednio o 0 a); 0.1 b); 0.2 c); 0.25 d); 0.3 e); 0.4 f); 0.5 g) mm (krzywa czerwona – wykres po lewej stronie). Po prawej stronie wykres funkcji FOV dla tych samych przemieszczeń.	96
Rysunek 5.2 Porównanie kształtu funkcji aparaturowej z uwzględnieniem tylko wpływu apodyzacji i funkcji aparaturowej z uwzględnieniem funkcji apodyzacji i funkcji FOV dla przemieszczonego detektora kwadratowego (0.5 x 0.5 mm) odpowiednio 0 a); 0.1 b), 0.2 c), 0.25 d), 0.3 e), 0.4 f) mm wzdłuż osi X, Rysunek 3.7. Po prawej stronie wykres funkcji FOV dla tych samych przemieszczeń.	98
Rysunek 5.3 Kształt FOV dla pola widzenia 0,009 rad i dla różnych ilorazów β/θ , (odpowiednio: 0, 0.1, 0.5, 1).	99
Rysunek 5.4 Kształt linii widmowej dla pola widzenia 0,0018 rad i dla różnych ilorazów β/θ (odpowiednio: 0; 0,1; 0,2; 0,5; 0,75; 1; 1,5; 2).	100
Rysunek 5.5 Zmiany gęstości widmowej pików bocznych w stosunku do gęstości widmowej pików głównego w funkcji zmian prędkości dla $f_m = 10\text{Hz}, 100\text{Hz}, 800\text{Hz}$ (odpowiednio linia czarna, zielona i niebieska).	101
Rysunek 5.6 Rysunek 5.6 Nie zniekształcona linia spektralna (krzywa czarna), zniekształcona linia spektralna, przy dwukrotnych zmianach prędkości ruchu zwierciadła.	102
Rysunek 5.7 a) Moc sygnału fali nośnej (linia czarna) oraz moc sygnału wstęp bocznych (linia czerwona), b) Stosunek w skali logarytmicznej mocy sygnału fali nośnej do mocy zawartej we wstępach bocznych w funkcji głębokości modulacji m.	103
Rysunek 5.8 Stosunek mocy wstęp bocznych do szumu, przy zadanym stosunku mocy sygnału do szumu.	104
Rysunek 5.9 Wykres - lewa strona, przedstawia moc sygnału fali nośnej (linia czarna) oraz moc sygnału wstęp bocznych (linia czerwona) –. Wykres – prawa strona przedstawia stosunek w skali logarytmicznej mocy sygnału fali nośnej do mocy zawartej we wstępach bocznych.	105
Rysunek 5.10 Zmiana mocy linii bocznych w stosunku do mocy całkowitej: z lewej – przy zmianie α , z prawej - przy zmianie β	106

Rysunek 5.11 Zmiana mocy linii bocznych trzeciej i drugiej harmonicznej: z lewej – stosunek mocy składowej harmonicznej trzeciego rzędu i drugiego rzędu do mocy całkowitej, z prawej - stosunek mocy składowej harmonicznej trzeciego rzędu i drugiego rzędu do mocy harmonicznej podstawowej.	107
Rysunek 5.12 Przykład intermodulacji trzeciego rzędu trzech linii widmowych A, B,	107
Rysunek 5.13 Widmo z 'Omegi' przed (z lewej) i po (z prawej) wprowadzeniu błędów intermodulacji.....	108
Rysunek 6.1 Interfejs aplikacji SPEKTROMETR FOURIEROWSKI.....	110
Rysunek 7.1 Przykładowe skalibrowane widmo marsjańskie.	112
Rysunek 7.2 Porównanie widm (czarna krzywa – skorygowane widmo, czerwona –widmo przed korekcją).....	112
Rysunek 7.3 Porównane widm w zakresie 260 - 750 cm^{-1}	113
Rysunek 7.4 Porównane widm w zakresie 750 - 1100 cm^{-1}	113
Rysunek 7.5 Porównane widm w zakresie 1100- 1500 cm^{-1}	114
Rysunek 7.6 Porównane widm w zakresie 1500 - 1750 cm^{-1}	114
Rysunek 7.7 Interferogram i widmo doświadczalne uzyskane z lasera próbkującego.	115
Rysunek 7.8 Widmo lasera dla PFS - SWC (linia czarna) wraz z funkcja aproksymująca (linia brązowa).	116
Rysunek 7.9 Sygnał wzorcowy(linia czarna) oraz sygnał z wprowadzonym błędem próbkowania(linia czerwona).....	117
Rysunek 7.10 Marsjańskie widmo wzorcowe i widmo po wprowadzeniu do interferogramu oscylacji częstotliwości.	118
Rysunek 7.11 Marsjańskie widmo SWC (nie skorygowane).....	118

11 Bibliografia

- [1] P. Jacquinot, ‘Quelques recherches sur les raies faibles dans les spectres optiques’, *Proc. Phys. Soc. Sect. B*, vol. 63, no. 12, p. 969, 1950.
- [2] Peter Fellgett, ‘Spectromètre interférentiel multiplex pour mesures infra-rouges sur les étoiles.’, *J. Phys. Radium*, vol. 19, no. 3, pp. 237–240, 1958.
- [3] J. W. Cooley and J. W. Tukey, ‘An Algorithm for the Machine Calculation of Complex Fourier Series Mathematics of Computation An Algorithm for the Machine Calculation of Complex Fourier Series’, *Source Math. Comput.*, vol. 19, no. 90, pp. 297–301, 1965.
- [4] J. Courtial *et al.*, ‘Static Fourier-transform ultraviolet spectrometer for gas detection’, *Appl. Opt.*, vol. 36, no. 13, pp. 2813–2817, 1997.
- [5] S. Zachor, ‘Drive nonlinearities: their effects in Fourier spectroscopy’, *Appl. Opt.*, vol. 16, no. 5, pp. 1412–24, 1977.
- [6] P. Saarinen and J. Kauppinen, ‘Spectral line-shape distortions in Michelson interferometers due to off-focus radiation source.’, *Appl. Opt.*, vol. 31, no. 13, pp. 2353–2359, 1992.
- [7] R. Glenn Sellar ; Bruce Rafert, ‘Effects of aberrations on spatially modulated Fourier transform spectrometers’, *Opt. Eng.*, vol. 33, no. 9, pp. 3087–3092, 1994.
- [8] J. Genest and P. Tremblay, ‘Impact of the optical aberrations on the line shape of Fourier-transform spectrometers’, *Vib. Spectrosc.*, vol. 29, no. 1–2, pp. 3–13, 2002.
- [9] Leszek Wawrzyniuk, ‘Analiza wpływu aberracji układu optycznego spektrometru fourierowskiego na jego dokładność pomiaru’, 1999.
- [10] K. Rahmelow and W. Hübner, ‘Phase correction in Fourier transform spectroscopy: subsequent displacement correction and error limit.’, *Appl. Opt.*, vol. 36, no. 26, pp. 6678–86, 1997.
- [11] P. Raspollini, P. Ade, B. Carli, and M. Ridolfi, ‘Correction of instrument line-shape distortions in Fourier transform spectroscopy’, *Appl. Opt.*, vol. 37, no. 17, pp. 3697–3704, 1998.
- [12] M. L. Forman, W. H. Steel, and G. a. Vanasse, ‘Correction of Asymmetric Interferograms Obtained in Fourier Spectroscopy’, *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 56, no. 1, pp. 59–63, 1966.
- [13] C. E. B. Christian Weddigen, ‘Phase corrections for the emission sounder MIPAS-FT’, *Appl. Opt.*, vol. 32, no. 24, pp. 4586–4589, 1993.
- [14] L. Comolli and B. Saggin, ‘Evaluation of the sensitivity to mechanical vibrations of an

- IR Fourier spectrometer', *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 76, no. 12, pp. 1–8, 2005.
- [15] G. Bianchini and P. Raspollini, 'Characterization of instrumental line shape distortions due to path difference dependent phase errors in a Fourier transform spectrometer', *Infrared Phys. Technol.*, vol. 41, no. 5, pp. 287–292, 2000.
- [16] C. E. B. W. Kimmig, 'Real and Imaginary Ghosts: A Complex Correction for Interferograms with Large Sampling Errors', in *7th Workshop on Atmospheric Science from Space Using Fourier Transform Spectroscopy*, 1997.
- [17] M. G. Irina Shatalina, Frederic Schmidt, Bortolino Saggin, 'Analytical model and spectral correction of vibration effects on Fourier Transform Spectrometer', *Int. Soc. Opt. Eng.*, vol. 8890, 2013.
- [18] L. C. Bortolino Saggin, Diego Scaccabarozzi, 'Long-Term Vibration Monitoring Onboard Mars Express Mission', *Mech. Dep. Politec. di Milano, Polo Territ. di Lecco*, 2014.
- [19] M. Jóźwicki, R. Rataj, 'Fourier spectrometry and its applications Title', *Opto - Electron. Rev.*, vol. 6, no. 4, pp. 233–244, 1998.
- [20] R.J. Bell and Robert Bell, *Introductory Fourier Transform Spectroscopy*. 1972.
- [21] K. Krupa, 'Analiza i modelowanie korekcji fazy w interferogramie i widmie otrzymanym z pomiarów spektrometrem fourierowskim', Politechnika Warszawska, 2004.
- [22] Yutaka Goto, 'Highly Accurate Frequency Interpolation of Apodized FFT Magnitude-Mode Spectra', *Appl. Spectrosc.*, vol. 52, no. 1, pp. 134–138, 1998.
- [23] A. S. Filler, 'Apodization and Interpolation in Fourier-Transform Spectroscopy', *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 54, no. 6, p. 762, 1964.
- [24] P. R. Griffiths and J. A. De Haseth, *Fourier Transform Infrared Spectrometry*. 2007.
- [25] J. Kauppinen and J. Partanen, *Fourier Transforms in Spectroscopy*, vol. 6. 2001.
- [26] M. S. Hutson and M. S. Braiman, 'Direct phase correction of differential FT-IR spectra', *Appl. Spectrosc.*, vol. 52, no. 7, pp. 974–982, 1998.
- [27] X. Chen, M. Gramaglia, and J. A. Yeazell, 'Phase-shifting interferometry with uncalibrated phase shifts', *Appl. Opt.*, vol. 39, no. 4, pp. 585–591, 2000.
- [28] K. W. Bowman, H. M. Worden, and R. Beer, 'Instrument line-shape modeling and correction for off-axis detectors in Fourier-transform spectrometry', *Appl. Opt.*, vol. 39, no. 21, pp. 3765–3773, 2000.
- [29] L. Mertz, 'Auxiliary computation for Fourier spectrometry', *Infrared Phys.*, vol. 7, no. 1, pp. 17–23, 1967.

- [30] L. Mertz, *'Transformations in Optics'*. John Wiley & Sons Inc, 1965.
- [31] P. Kauppinen, Jyrki; Saarinen, 'Line-shape distortions in misaligned cube corner interferometers', *Appl. Opt.*, vol. 31, no. 1, pp. 69–74, 1992.
- [32] P. S. Jurki Kauppinen, 'Line shape distortions in misaligned cube corner interferometers', *Appl. Opt.*, vol. 31, no. 1, 1992.
- [33] J. Bak and S. Clausen, 'Signal-to-noise ratio of FT-IR CO gas spectra', *Appl. Spectrosc.*, vol. 53, no. 6, pp. 697–700, 1999.
- [34] R. Bhargava, T. Ribar, and J. L. Koenig, 'Towards faster FT-IR imaging by reducing noise', *Appl. Spectrosc.*, vol. 53, no. 11, pp. 1313–1322, 1999.
- [35] S. S. Kharintsev, D. I. Kamalova, M. K. Salakhov, and A. A. Sevastianov, 'Resolution enhancement of composite spectra using wavelet-based derivative spectrometry', *Spectrochim. Acta - Part A Mol. Biomol. Spectrosc.*, vol. 61, no. 1–2, pp. 149–156, 2005.
- [36] Howard L. Mark and Peter R. Griffiths, 'Analysis of Noise in Fourier Transform Infrared Spectra', *Appl. Spectrosc.*, vol. 56, no. 5, pp. 633–639, 2002.
- [37] J. M. Dowling, 'Signal and Noise in Two-Beam Interferometry', *Appl. Opt.*, vol. 6, no. 9, p. 1580, 1967.
- [38] B. Saggin, L. Comolli, and V. Formisano, 'Mechanical disturbances in Fourier spectrometers', *Appl. Opt.*, vol. 46, no. 22, pp. 5248–5256, 2007.
- [39] G. Piccioni, V. Formisano, and V. I. Moroz, 'Extrasampling and thermal behavior of diode lasers used as a reference source in a Fourier transform IR spectrometer.', *Appl. Opt.*, vol. 36, no. 27, pp. 6774–6779, 1997.
- [40] M. Giuranna *et al.*, 'Calibration of the Planetary Fourier Spectrometer short wavelength channel', *Planet. Space Sci.*, vol. 53, no. 10, pp. 975–991, 2005.
- [41] T. Kiyokura, T. Ito, and R. Sawada, 'Fourier transform near-infrared spectrometer using a corner-cube integrated prism scanning interferometer', *Appl. Spectrosc.*, vol. 58, no. 12, pp. 1447–1451, 2004.
- [42] P. L. Polavarapu, P. K. Bose, A. J. Rilling, H. Buijs, and J. R. Roy, 'Development and evaluation of a polarization-division interferometer with cube corner mirrors', *Appl. Spectrosc.*, vol. 56, no. 12, pp. 1626–1632, 2002.
- [43] J. Genest and P. Tremblay, 'Instrument line shape of fourier transform spectrometers: analytic solutions for nonuniformly illuminated off-axis detectors.', *Appl. Opt.*, vol. 38, no. 25, pp. 5438–46, 1999.
- [44] P. Raspollini, P. Ade, B. Carli, and M. Ridolfi, 'Correction of instrument line shape distortions in Fourier transform spectroscopy', vol. 37, no. 17, pp. 3697–3704, 1998.

- [45] N. Kraeva, ‘Tikhonov’s regularization for deconvolution in the empirical Green function method and vertical directivity effect’, *Tectonophysics*, vol. 383, no. 1–2, pp. 29–44, 2004.
- [46] V. A. Lórenz-Fonfría, J. Villaverde, and E. Padrós, ‘Fourier deconvolution in non-self-deconvolving conditions. Effective narrowing, signal-to-noise degradation, and curve fitting’, *Appl. Spectrosc.*, vol. 56, no. 2, pp. 232–242, 2002.
- [47] C. Bernardo and D. W. T. Griffith, ‘Fourier transform spectrometer instrument lineshape (ILS) retrieval by Fourier deconvolution’, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, vol. 95, no. 2, pp. 141–150, 2005.
- [48] R. Pietrzak and M. Rataj, ‘Estimation and correction of the influence of an IR spectrometer on mechanical vibrations’, *Opto-Electronics Rev.*, vol. 25, no. 2, pp. 110–117, Jun. 2017.
- [49] L. Wawrzyniuk *et al.*, ‘Compact dual-band FTIR spectrometer for atmosphere monitoring’, *Opto-electronics Rev.*, vol. 23, no. 3, 2015.