

POLITECHNIKA WARSZAWSKA  
WYDZIAŁ GEODEZJI I KARTOGRAFII

ROZPRAWA DOKTORSKA

MGR INŻ. MARCIN RAJNER

WYZNACZANIE  
ATMOSFERYCZNYCH POPRAWEK GRAWIMETRYCZNYCH  
NA PODSTAWIE NUMERYCZNYCH MODELI POGODY

PROMOTOR  
PROF. DR HAB. INŻ. JERZY B. ROGOWSKI

WARSZAWA, 2014



WYZNACZANIE  
ATMOSFERYCZNYCH POPRAWEK GRAWIMETRYCZNYCH  
NA PODSTAWIE NUMERYCZNYCH MODELI POGODY

MARCIN RAJNER  
mrajner@gik.pw.edu.pl  
www.grat.gik.pw.edu.pl/dr

POLITECHNIKA WARSZAWSKA  
WYDZIAŁ GEODEZJI I KARTOGRAFII  
KATEDRA GEODEZJI I ASTRONOMII GEODEZYJNEJ

OSTATNIA AKTUALIZACJA 30 CZERWCA 2014



## STRESZCZENIE

Atmosfera, zaraz po pływach ziemskich, jest źródłem największych zmian wartości przyspieszenia siły ciężkości. Jej wpływ może wynosić nawet kilkadziesiąt mikrogali ( $1 \mu\text{Gal} = 10^{-8} \text{ms}^{-2}$ ). Efekty atmosferyczne *maskują* cały szereg istotnych zjawisk geofizycznych i geodynamicznych zawartych w sygnale grawimetrycznym, które są często głównym przedmiotem badań. Chcąc w pełni wykorzystać potencjał współczesnych grawimetrów balistycznych i nadprzewodnikowych, których dokładność sięga pojedynczych mikrogali (w dziedzinie częstotliwości jest nawet o rząd lepsza), należy dysponować odpowiednio dokładnymi modelami wpływu atmosfery na mierzoną wartość siły ciężkości.

Prezentowana rozprawa przedstawia różne metody wyznaczania wartości atmosferycznych poprawek grawimetrycznych. Wśród nich omówione zostały metody klasyczne, będące wynikiem opracowania statystycznego, jak również metody odzwierciedlające fizyczny charakter wpływu zmian rozkładu mas atmosferycznych na przyspieszenie siły ciężkości. Te ostatnie wykorzystują albo powierzchniowy, albo przestrzenny rozkład parametrów meteorologicznych zawartych w numerycznych modelach pogody. W wypadku metod fizycznych, zaproponowany model matematyczny w jak najpełniejszy sposób opisuje efekty bezpośrednie i pośrednie wpływu atmosfery.

W pracy zawarty jest cały szereg testów numerycznych wskazujących zalety, ale także ograniczenia prezentowanych metod. Szczegółowo określony został wpływ poszczególnych zjawisk fizycznych, parametrów obliczeniowych oraz dokładności użytych danych meteorologicznych na wartości wyznaczonego efektu atmosferycznego.

Użyteczność fizycznych metod redukcji zweryfikowana została w oparciu o liczny zbiór obserwacji grawimetrycznych zgromadzonych w Katedrze Geodezji i Astronomii Geodezyjnej PW oraz udostępnianych w ramach działalności Globalnego Projektu Geodynamicznego. Wyniki pokazały, że stosowanie prostych, standardowych redukcji grawimetrycznych jest odpowiednie w większości prac grawimetrycznych. Jednak gdy oczekiwane są dokładności na poziomie mikrogala, stosowanie bardziej złożonych metod jest niezbędne. Szczególnie dotyczy to zmian przyspieszenia siły ciężkości o okresie dłuższym niż kilka miesięcy.

### SŁOWA KLUCZOWE:

grawimetria, atmosfera, przyspieszenie siły ciężkości, poprawki grawimetryczne, numeryczne modele pogody



# SUMMARY

## DETERMINING OF THE ATMOSPHERIC GRAVITY CORRECTIONS USING NUMERICAL WEATHER MODELS

The atmosphere, after the Earth tides, is the main source of disturbance in the gravity measurements. Atmospheric effect can easily reach the value of a few dozens of microgals ( $1 \mu\text{Gal} = 10^{-8} \text{ms}^{-2}$ ), and cover a subtle geophysical and geodynamics phenomena contained in gravimetric signal. In order to take the advantage of the accuracy of the modern absolute and superconducting gravimeters (single microgal and at least one order better in frequency domain), one needs an accurate enough model of atmospheric impact on gravity.

This thesis presents the different methods of computing the atmospheric gravity effects. This includes the classic statistical approach, as well as methods which reflect physical phenomena of the variable atmosphere mass distribution. The latter uses the surface or spatial distribution of meteorological parameters from numerical weather models. The proposed mathematical model is comprehensive description of direct and indirect effects.

The advantages and disadvantages of particular method are depicted on the basis of a number of numerical experiments. The detailed description of the impact of selected phenomena, computation parameter selection, and accuracy of meteorological data, is given.

The verification of the usefulness of physical methods was given by means of comparison with gravimetric data collected by the Head of Geodesy and Geodetic Astronomy of Warsaw University of Technology and obtained from the Global Geodynamics Project. The results showed that the simplest correction are sufficient in the majority of gravimetric task. However, the complex method are crucial if the microgal level of accuracy is required. This is especially important when periods of several months and longer are considered.

### KEYWORDS:

gravimetry, atmosphere, gravity, gravimetric corrections, numerical weather model





# SPIS TREŚCI

SPIS TREŚCI · IX

SPIS RYSUNKÓW · XIII

SPIS TABLIC · XVII

WSTĘP I MOTYWACJA · 19

    Dlaczego w grawimetrii istotne są poprawki atmosferyczne? · 19

    Teza i cel rozprawy · 22

    Struktura rozprawy · 22

- 1 MODELOWANIE WSPÓŁCZYNNIKA WPŁYWU ATMOSFERY NA PODSTAWIE LOKALNYCH WARTOŚCI CIŚNIENIA ATMOSFERYCZNEGO (1D) · 25
  - 1.1 Współczynnik wpływu zmian ciśnienia atmosferycznego na zmiany przyspieszenia siły ciężkości · 25
  - 1.2 Modelowanie współczynnika wpływu atmosfery na zmiany przyspieszenia siły ciężkości · 27
    - 1.2.1 Atmosfera jako płyta Bougera · 27
    - 1.2.2 Płyta uwarstwiona · 27
    - 1.2.3 Prosty model deformacyjny · 28
    - 1.2.4 Uwzględnienie wpływu zakrzywienia atmosfery · 29
  - 1.3 Wpływ zmian ciśnienia atmosferycznego na obserwacje zmian przyspieszenia siły ciężkości · 29
  - 1.4 Wyznaczenie współczynnika wpływu atmosfery na podstawie pomiarów siły ciężkości i ciśnienia atmosferycznego · 32
    - 1.4.1 Współczynnik wpływu atmosfery z obserwacji grawimetrem LCR-ET26 · 33
    - 1.4.2 Współczynnik wpływu atmosfery z obserwacji grawimetrem FG5-230 · 34
    - 1.4.3 Współczynnik wpływu atmosfery z obserwacji grawimetrami nadprzewodnikowymi · 35
  - 1.5 Efektywność standardowych redukcji atmosferycznych · 36
  - 1.6 Zależność współczynnika wpływu atmosfery od częstotliwości · 36
- 2 NUMERYCZNE MODELE POGODY · 39
  - 2.1 Numeryczne modele pogody · 39
    - 2.1.1 Topografia w numerycznych modelach pogody · 39
  - 2.2 Porównanie modelowych wartości ciśnienia atmosferycznego z pomiarami meteorologicznymi · 40

- 2.2.1 Możliwość wykorzystania wartości ciśnienia atmosferycznego z numerycznych modeli pogody · 42
  - 2.3 Problem ciśnienia odniesienia · 43
- 3 EFEKT DEFORMACYJNY · 45
  - 3.1 Opis zjawiska · 45
    - Obciążenia atmosferyczne · 45
  - 3.2 Matematyczny opis zjawiska · 46
    - 3.2.1 Deformacyjne funkcje Greena · 47
    - 3.2.2 Obliczanie efektu deformacyjnego · 48
    - 3.2.3 Wartości efektu deformacyjnego · 49
  - 3.3 Określenie wpływu różnych czynników na wartości efektu deformacyjnego · 49
    - 3.3.1 Dobór modelu budowy Ziemi · 50
    - 3.3.2 Zasięg uwzględniania zmian ciśnienia atmosferycznego · 51
    - 3.3.3 Źródła danych atmosferycznych · 52
    - 3.3.4 Uwzględnienie topografii modeli pogody · 52
    - 3.3.5 Wpływ mórz i oceanów na wartość efektu deformacyjnego · 53
      - Hipoteza odwróconego barometru · 53
      - Hipoteza nieodwróconego barometru · 54
      - Porównanie efektu deformacyjnego dla modelu IB i NIB · 54
      - Zasada zachowania masy · 55
    - 3.3.6 Wpływ Morza Bałtyckiego · 56
  - 3.4 Możliwość wykorzystania lokalnych wartości ciśnienia atmosferycznego do obliczenia efektu deformacyjnego · 57
- 4 EFEKT GRAWITACYJNY (2D) · 59
  - 4.1 Opis zjawiska · 59
  - 4.2 Funkcje Greena dla efektu grawitacyjnego · 59
    - 4.2.1 Atmosfera jako cienka warstwa · 59
    - 4.2.2 Atmosfera jako cienka warstwa z uwzględnieniem wysokości stacji · 60
    - 4.2.3 Uwzględnienie pionowej struktury atmosfery · 62
  - 4.3 Wartości funkcji Greena dla efektu grawitacyjnego · 63
    - 4.3.1 Określenie wpływu parametrów obliczeń na wartości GN · 64
      - Model temperatury atmosfery · 65
      - Zasięg pionowy atmosfery · 65
      - Krok całkowania · 66
    - 4.3.2 Porównanie z wyznaczeniami innych autorów · 66
    - 4.3.3 Wpływ temperatury powierzchniowej · 66
    - 4.3.4 Wpływ topografii · 68
  - 4.4 Wartości efektu grawitacyjnego · 69
  - 4.5 Określenie wpływu różnych czynników na wartości efektu grawitacyjnego · 70
    - 4.5.1 Źródła danych atmosferycznych · 70
    - 4.5.2 Uwzględnienie topografii zawartej w modelach pogody · 71

4.6	Lokalne i chwilowe funkcje Greena	72
4.7	Możliwość wykorzystania lokalnych wartości ciśnienia atmosferycznego do obliczenia efektu grawitacyjnego	73
5	EFEKT GRAWITACYJNY (3D)	75
5.1	Pionowa struktura atmosfery zawarta w numerycznych modelach pogody	75
5.2	Wyznaczanie efektu grawitacyjnego 3D	76
5.2.1	Schemat obliczeniowy	77
5.2.2	Określenie wpływu parametrów obliczeniowych na wartości efektu grawitacyjnego	77
	Pionowy krok całkowania	78
	Poziomy zasięg metody 3D	79
	Traktowanie bliskich warstw atmosfery	80
	Wpływ wilgotności powietrza	82
	Wpływ różnych warstw atmosfery	83
6	PORÓWNANIE RÓŻNYCH METOD OBLICZANIA POPRAWKI ATMOSFERYCZNEJ ORAZ ICH WERYFIKACJA NA PODSTAWIE DANYCH GRAWIMETRYCZNYCH	85
6.1	Porównanie różnych metod obliczania wpływu atmosfery na wartości przyspieszenia siły ciężkości	85
6.1.1	Wartości efektu atmosferycznego	86
6.1.2	Różnice wartości efektu atmosferycznego	86
6.2	Porównanie różnych metod redukcji atmosferycznych	90
6.2.1	Rezydua obserwacji grawimetrycznych	91
6.2.2	Rezydua analizy pływowej	92
6.2.3	Widmo amplitudowe rezydów analizy pływowej	94
6.2.4	Wyznaczanie współczynników grawimetrycznych	95
	PODSUMOWANIE I WNIOSKI	99
	LITERATURA	101
	Źródła internetowe	106
	ZAŁĄCZNIKI	107
A	WYKAZ SKRÓTÓW	109
B	ATMOSFERA STANDARDOWA	111
B.1	Profile temperatury	111
C	WYZNACZONE WARTOŚCI FUNKCJI GREENA DLA EFEKTU GRAWITACYJNEGO	113
D	ŹRÓDŁA DANYCH	115
D.1	Dane grawimetryczne	115
D.1.1	Stacje GGP	115
D.2	Dane meteorologiczne	115
D.3	Numeryczne modele pogody	116
D.4	Inne	116

E KOD ŹRÓDŁOWY · 117  
E.1 grat · 117  
E.2 gr@ · 117

## SPIS RYSUNKÓW

- 1 Amplitudy i spektrum czasowe zjawisk powodujących zmiany przyspieszenia siły ciężkości · 20
- 2 Schemat ilustrujący wpływ zmiany ciśnienia atmosferycznego na mierzone przyspieszenie siły ciężkości · 21
  - 1.1 Zmiany ciśnienia atmosferycznego obserwowane w Józefosławiu oraz odpowiadające im zmiany przyspieszenia siły ciężkości · 26
  - 1.2 Zmiany ciśnienia atmosferycznego oraz odpowiadające im zmiany przyspieszenia siły ciężkości w zależności od różnicy czasu pomiędzy obserwacjami · 26
  - 1.3 Współczynnik wpływu atmosfery traktowanej jako płyta Bougera oraz uproszczony model efektu deformacyjnego · 29
  - 1.4 Przykład rejestrowanych zmian przyspieszenia siły ciężkości grawimetrem LCR-ET26 oraz rezydualnych zmian przyspieszenia siły ciężkości wraz z rejestrowanymi zmianami ciśnienia atmosferycznego · 30
  - 1.5 Moc widmowa obserwacji grawimetrycznych LCR-ET26 oraz ciśnienia atmosferycznego · 31
  - 1.6 Koherencja rezydualnych zmian przyspieszenia siły ciężkości i zmian ciśnienia atmosferycznego · 32
  - 1.7 Sezonowe zmiany współczynnika wpływu atmosfery w Józefosławiu · 33
  - 1.8 Różnice wartości atmosferycznych poprawek grawimetrycznych w zależności od wyznaczonego współczynnika wpływu atmosfery · 33
  - 1.9 Współczynnik wpływu atmosfery wyznaczony z obserwacji grawimetrem FG5 w Józefosławiu · 34
  - 1.10 Współczynniki wpływu atmosfery wyznaczone dla grawimetrów nadprzewodnikowych · 35
  - 1.11 Rezydua obserwacji grawimetrycznych LCR-ET26 · 36
  - 1.12 Spektrum rezyduów obserwacji grawimetrycznych LCR-ET26 · 37
  - 1.13 Korelacja zmian siły rezydualnych wartości siły ciężkości ze zmianami ciśnienia atmosferycznego w zależności od częstotliwości · 37
  - 1.14 Wartość współczynnika wpływu atmosfery obliczony w dziedzinie częstotliwości · 38
- 2.1 Topografia w numerycznych modelach pogody · 40

- 2.2 Różnice ciśnienia atmosferycznego pomiędzy wartościami obserwowanymi a wyznaczonymi z modelu ERA · 40
- 2.3 Średnia różnica wartości ciśnienia atmosferycznego pomiędzy wartościami obserwowanymi a obliczonymi z modelu ERA z uwzględnieniem rzeczywistej topografii i temperatury powierzchniowej · 41
- 2.4 Średnia różnica ciśnienia pomiędzy obserwowanymi wartościami ciśnienia atmosferycznego a wartościami w modelu ERA · 42
- 2.5 Porównanie modelowego ciśnienia odniesienia z wartościami średnimi z modeli pogody i obserwacji meteorologicznych · 43
- 3.1 Obciążeniowe deformacje skorupy ziemskiej · 46
- 3.2 Funkcje Greena dla pośredniego efektu deformacyjnego · 47
- 3.3 Schemat podziału powierzchni Ziemi wokół stanowiska przy obliczaniu efektu deformacyjnego · 48
- 3.4 Szereg czasowy wartości efektu deformacyjnego dla Józefosławia · 49
- 3.5 Rozpiętość wartości efektu deformacyjnego · 50
- 3.6 Różnice efektu deformacyjnego w zależności od użytych funkcji Greena · 50
- 3.7 Wpływ deformacji skorupy ziemskiej na zmiany przyspieszenia siły ciężkości w zależności od zasięgu zmian ciśnienia atmosferycznego · 51
- 3.8 Różnice wartości efektu deformacyjnego w zależności od przyjętego numerycznego modelu pogody · 52
- 3.9 Różnice pomiędzy wartościami efektu deformacyjnego obliczonego na podstawie ciśnienia atmosferycznego przeliczonego na wysokość modelu ETOPO1 a wartościami obliczonymi na podstawie ciśnienia bezpośrednio zawartego w numerycznym modelu pogody ERA · 52
- 3.10 Schemat wyjaśniający wpływ hipotezy NIB i IB na obserwowane przyspieszenie siły ciężkości · 53
- 3.11 Wpływ przyjętej hipotezy dotyczącej reakcji oceanów na zmiany ciśnienia atmosferycznego · 54
- 3.12 Średnie ciśnienie atmosferyczne nad powierzchnią oceanów · 55
- 3.13 Wpływ *wymuszenia* zasady zachowania masy w hipotezie IB · 56
- 3.14 Wpływ zmian ciśnienia nad Morzem Bałtyckim na efekt deformacyjny · 56
- 3.15 Współczynnik regresji lokalnego ciśnienia atmosferycznego oraz efektu deformacyjnego · 57
- 4.1 Wpływ masy punktowej na zmianę przyspieszenia siły ciężkości · 60
- 4.2 Wpływ zasięgu horyzontalnego czaszy sferycznej na efekt grawitacyjny · 61
- 4.3 Schemat przedstawiający ideę funkcji Greena dla efektu grawitacyjnego · 62
- 4.4 Wartości funkcji Greena dla efektu grawitacyjnego · 63

- 4.5 Wartości efektu grawitacyjnego w zależności od zasięgu zmian ciśnienia atmosferycznego · 64
- 4.6 Różnice wartości efektu grawitacyjnego w zależności od przyjętego modelu temperatury atmosfery · 65
- 4.7 Błąd względny GN w zależności od przyjętej wysokości górnej granicy atmosfery · 65
- 4.8 Błąd względny wyznaczonych wartości GN w zależności do przyjętego kroku całkowania numerycznego · 66
- 4.9 Różnice wartości funkcji Greena dla efektu grawitacyjnego pomiędzy wyznaczonymi w tej pracy a podanymi przez Merriama (1992) · 67
- 4.10 Wartości GN obliczone dla różnych temperatur na powierzchni Ziemi · 67
- 4.11 Wartości GN obliczone dla różnych wysokości stacji · 68
- 4.12 Wartości efektu grawitacyjnego dla Józefosławia · 69
- 4.13 Rozpiętość wartości efektu grawitacyjnego · 70
- 4.14 Różnice wartości efektu grawitacyjnego obliczone na podstawie danych z modelu ERA i NCEP · 70
- 4.15 Różnice pomiędzy wartościami efektu grawitacyjnego obliczonego na podstawie ciśnienia atmosferycznego przeliczonego na wysokość modelu ETOPO1, a wartościami obliczonymi na podstawie ciśnienia bezpośrednio zawartego w numerycznym modelu pogody ERA · 71
- 4.16 Różnice wartości efektu grawitacyjnego pomiędzy obliczeniami wykorzystującymi lokalne i chwilowe funkcje Greena, a obliczeniami wykorzystującymi funkcje Greena · 72
- 4.17 Współczynnik regresji lokalnego ciśnienia atmosferycznego oraz efektu grawitacyjnego · 73
  
- 5.1 Różnice gęstości powietrza między wartościami obliczonymi na podstawie danych z numerycznych modeli pogody, a wartościami obliczonymi dla atmosfery standardowej · 76
- 5.2 Różnice pomiędzy wartościami efektu grawitacyjnego w zależności od przyjętego pionowego kroku całkowania · 78
- 5.3 Różnice wartości efektu grawitacyjnego w zależności od odległości sferycznej zastosowania metody 3D · 79
- 5.4 Wycinek cylindryczny · 80
- 5.5 Różnice efektu grawitacyjnego obliczonego przy użyciu wzorów na przyciąganie grawitacyjne walca a traktowaniem elementów atmosfery jako masy punktowe · 82
- 5.6 Zmiany wilgotności właściwej · 82
- 5.7 Wpływ nieuwzględnienia wilgotności powietrza w obliczeniu efektu grawimetrycznego · 83
- 5.8 Porównanie wpływu różnych warstw atmosfery na efekt grawitacyjny w Józefosławiu · 84
- 5.9 Porównanie wpływu różnych warstw atmosfery na efekt grawitacyjny dla Rysów · 84

- 6.1 Porównanie wartości całkowitego efektu atmosferycznego obliczonego przy pomocy różnych metod · 87
- 6.2 Różnice wartości efektu atmosferycznego · 88
- 6.3 Różnice wartości efektu deformacyjnego w zależności od przyjętej hipotezy reakcji mórz i oceanów na zmiany ciśnienia atmosferycznego · 89
- 6.4 Szeregi czasowe obserwacji grawimetrycznych dla stacji bf i pe po usunięciu pływów ziemskich, oraz po odjęciu pływów ziemskich i obliczonego efektu atmosferycznego · 91
- 6.5 Widmo amplitudowe rezyduów po analizie pływowej — 1D, 2D i 3D · 95
- 6.6 Widmo amplitudowe rezyduów po analizie pływowej — IB, NIB · 96
  
- B.1 Atmosfera standardowa · 111
- B.2 Pionowe profile temperatury dla atmosfery standardowej dla różnych stref klimatycznych · 111
  
- D.1 Mapa stacji GGP · 116



## SPIS TABLIC

- 6.1 Porównanie wpływu redukcji atmosferycznych obliczonych różnymi metodami na odchylenie standardowe rezyduów analizy pływowej · 93
- C.1 Wartości funkcji GN i jej pochodnych · 113
- D.1 Wykaz stacji GGP · 115
- D.2 Wykorzystane modele meteorologiczne · 116



## WSTĘP I MOTYWACJA

**A**TMOSFERA jest jednym z głównych źródeł zakłóceń w wielu obserwacjach geodezyjnych. Jej wpływ jest szczególnie istotny w pracach grawimetrycznych, gdzie zmiany rozkładu mas atmosferycznych powodują zmiany przyspieszenia siły ciężkości wielokrotnie większe niż dokładności współczesnych grawimetrów. W celu prawidłowej interpretacji subtelnych efektów geodynamicznych w oparciu o pomiary grawimetryczne, niezbędne jest dysponowanie odpowiednimi modelami pozwalającymi na usunięcie lub wyraźne zmniejszenie wpływu atmosfery na mierzone wartości przyspieszenia siły ciężkości.

Klasyczne metody redukcji atmosferycznych wykorzystują tylko lokalne wartości ciśnienia atmosferycznego wraz ze standardowym współczynnikiem wpływu atmosfery. Współczynnik ten może zostać wyznaczony również z synchronicznych ciągłych pomiarów grawimetrycznych i meteorologicznych na podstawie metod statystycznych. Takie nadzwyczaj proste rozwiązanie jest w wielu zastosowaniach wystarczające. Główną wadą jest jednak to, że te metody nie uwzględniają matematycznie złożonego zjawiska wpływu atmosfery na przyspieszenie siły ciężkości.

W tej pracy przedstawione zostaną różne metody wyznaczania wartości efektów atmosferycznych wraz z ich charakterystyką, zaletami i ograniczeniami. Uwzględnione zostaną szczególnie metody fizyczne, w których starano się o jak najpełniejsze odwzorowanie rzeczywistego charakteru zjawiska.

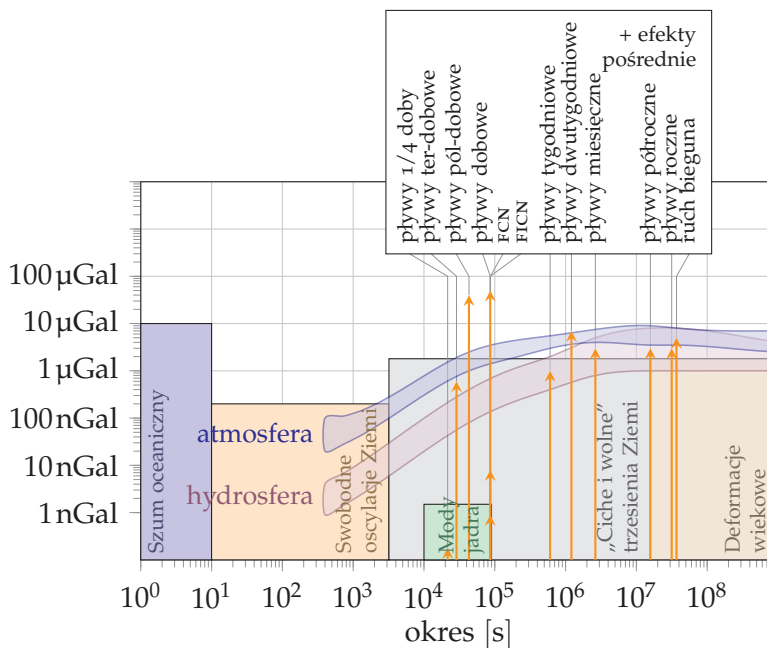
Porównanie różnych metod redukcji atmosferycznych z precyzyjnymi obserwacjami grawimetrycznymi służy odpowiedzi na istotne pytanie — czy poza przewagą koncepcyjną można również oczekiwać wyraźnego zysku dokładności w opracowaniach grawimetrycznych, w przypadku stosowania zaawansowanych metod wyznaczania efektów atmosferycznych?

### DLACZEGO W GRAWIMETRII ISTOTNE SĄ POPRAWKI ATMOSFERYCZNE?

W grawimetrii zmiany rozkładu mas atmosferycznych, zaraz po pływach ziemskich, są najistotniejszym źródłem zmian wartości przyspieszenia siły ciężkości (rys. 1). Amplituda efektów atmosferycznych znacznie przewyższa wartości efektów geofizycznych będących przedmiotem badań grawimetrycznych. Spośród wielu zjawisk wymienić można,

- określanie wiekowych i okresowych zmian natężenia siły ciężkości (np. Barlik, 2009; Gitlein, 2009; Olszak, 2011),

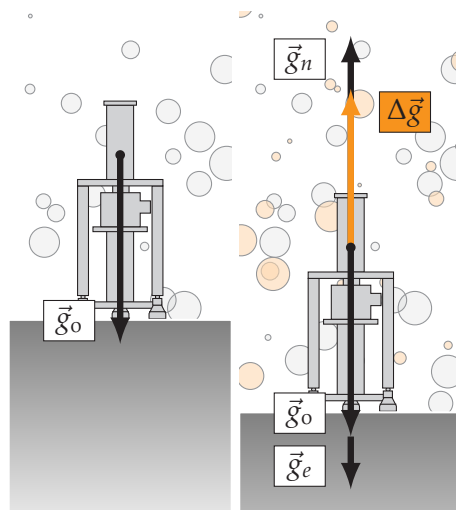
Rysunek 1 – Amplitudy i spektrum czasowe zjawisk powodujących zmiany przyspieszenia siły ciężkości na powierzchni Ziemi (schemat z pracy Hinderer i Crossley, 2004; wartości zjawisk pływowych obliczone dla Józefostawia)



- wyznaczanie współczynników grawimetrycznych dla głównych fal pływowych oraz weryfikacja globalnych modeli pływowych Ziemi (Xu i in., 2004; Rajner, 2010a),
- zjawiska izostacyjne (Gitlein, 2009),
- lokalne (Longuevergne i in., 2009) i globalne (Rajner i in., 2012) efekty związane z transferem masy w hydrosferze lądowej,
- określanie wpływu ruchu bieguna na zmiany przyspieszenia (Loyer i in., 1999) oraz pośredniego efektu oceanicznego tego zjawiska (Chen i in., 2008),
- określanie wpływu pośredniego pływowego efektu oceanicznego (OTL) w obserwacjach grawimetrycznych (Kaczorowski, 1988; Rajner, 2010c) oraz weryfikacja pływowych modeli oceanicznych (Baker i Bos, 2003),
- zmiany pola siły ciężkości wywoływane przez trzęsienia Ziemi (Imanishi i in., 2004),
- rezonans powodowany przez płynne jądro (FCN, Neuberg i in., 1987; Rajner i Brzeziński, 2011b),
- swobodne oscylacje Ziemi (Widmer-Schmidrig, 2003; Rajner i Rogowski, 2011),
- oscylacje pochodzące z jądra Ziemi (w tym oscylacje Slichtera, Hinderer i in., 1995).

Grawimetr, jako sensor, nie jest w stanie rozróżnić źródeł zmian przyspieszenia siły ciężkości, a wynik pomiaru jest wypadkową działania wszystkich przedstawionych zjawisk. Pominięcie lub niedostateczna redukcja atmosferyczna w wyżej wymienionych badaniach wpływa znacząco na wielkość określanego zjawiska lub wręcz takie wyznaczenie uniemożliwia. Rysunek 1 przedstawia przegląd zjawisk, które wpływają na obserwowane zmiany wartości przyspieszenia siły ciężkości. Ta sugestywna ilustracja dobrze podkreśla znaczenie poprawek atmosferycznych w pracach grawimetrycznych.

Rysunek 2 – Schemat ilustrujący wpływ zmiany ciśnienia atmosferycznego na mierzone przyspieszenie siły ciężkości; z lewej strony sytuacja wyjściowa, wektor  $\vec{g}_0$  oznacza przyspieszenie siły ciężkości; po zwiększeniu ciśnienia (napływ dodatkowych mas nad grawimetrem) pojawia się składowa pionowa efektu grawitacyjnego ( $\Delta\vec{g}_n$ ) oraz efekt deformacyjny ( $\Delta\vec{g}_e$ ) — całkowity wpływ atmosfery jest wypadkową tych dwóch efektów ( $\Delta\vec{g}$ ); relacje pomiędzy wektorami  $\vec{g}_e$ ,  $\vec{g}_n$  oraz  $\Delta\vec{g}$  są zachowane, natomiast wektor  $\vec{g}_0$  powinien być narysowany miliard (!) razy większy



Wpływ atmosfery jest także istotny w kontekście jednolitości osnów grawimetrycznych. Obecnie w ramach zakładania lub modernizacji fundamentalnych osnów grawimetrycznych zastosowanie znajdują głównie grawimetry balistyczne (Kryński i in., 2013). Odpowiednie korekcje atmosferyczne pozwolą na zagwarantowanie wspólnego *atmosferycznie jednolitego poziomu odniesienia*.

#### WPŁYW ATMOSFERY NA ZMIANY WARTOŚCI SIŁY CIĘŻKOŚCI

Wpływ atmosfery na zmiany wartości siły ciężkości jest zjawiskiem złożonym. Można tutaj wyróżnić dwa główne elementy — efekt grawitacyjny oraz efekt deformacyjny. Efekt grawitacyjny (zwany też *newtonowskim*<sup>1</sup>) związany jest z bezpośrednim oddziaływaniem mas atmosfery zgodnie z prawem powszechnego ciążenia. Natomiast efekt deformacyjny<sup>1</sup> jest zjawiskiem bardziej złożonym. Zmiany przyspieszenia związane są ze zmianami wysokości stacji oraz pośrednim efektem związanym ze zmianą rozkładu mas. Z uwagi na podany w rozdziale 3 opis matematyczny, oba wymienione zjawiska będą konsekwentnie traktowane tutaj łącznie jako efekt deformacyjny.

Oba te efekty są schematycznie przedstawione na rysunku 2. Prezentuje on wpływ zmiany ciśnienia na zmiany odczytu grawimetru. Zaprezentowany schemat jest oczywiście daleko idącym uproszczeniem. Wszelkie niuanse zostaną wyjaśnione w następnych rozdziałach. Wydaje się jednak uzasadnione podanie kilku dodatkowych wyjaśnień. Ilustracja dotyczy wzrostu ciśnienia atmosferycznego. W przypadku gdy ciśnienie atmosferyczne zmaleje dodatkowe wektory z prawej strony rysunku 2 zmienią swój zwrot, a wysokość stacji, na skutek zmniejszenia obciążenia masami atmosferycznymi, wzrośnie. W tej pracy przedstawione są tylko efekty grawimetryczne, stąd wszystkie wektory na poniższym rysunku mają wspólny kierunek — kierunek siły ciężkości. Grawimetr, z uwagi na swoje przeznaczenie i konstrukcje (dowolnego typu, nie tylko grawimetr bali-

<sup>1</sup> efekt grawitacyjny (*newtonowski*) i efekt deformacyjny (*elastyczny*) będą w tej pracy, zgodnie ze zwyczajem przyjętym w literaturze, konsekwentnie oznaczane  $g_n$  oraz  $g_e$

styczny przedstawiony na rysunku), rejestruje tylko składową pionową zmian przyspieszenia powodowanych przez atmosferę. W ogólnym przypadku, wektor zmiany przyspieszenia może mieć dowolny kierunek (z dominującą składową pionową) co jest istotne w innych dziedzinach nauk o Ziemi (np. zmiany odchylenia linii pionu – klinometria).

Więcej szczegółów oraz odpowiedni aparat matematyczny zostaną zaprezentowane we właściwej części rozprawy. W tym miejscu należy mocno podkreślić, że zjawisko, któremu poświęcona jest ta rozprawa, powoduje zmiany przyspieszenia siły ciężkości rzędu pojedynczych  $\mu\text{Gal}^2$  — oznacza to wartości względne (w stosunku do wartości przyspieszenia siły ciężkości) rzędu  $10^{-9}$ .

#### TEZA I CEL ROZPRAWY

Przedstawiona motywacja oraz opis zjawiska prowadzą do sformułowania następującej tezy rozprawy:

Uwzględnienie fizycznego charakteru wpływu atmosfery w obliczeniach atmosferycznych poprawek grawimetrycznych pozwala na pełniejszy opis tego zjawiska oraz jego dokładniejsze modelowanie. Stosowanie zaawansowanych metod redukcji w precyzyjnych pomiarach grawimetrycznych przyczynia się do lepszej interpretacji wyników w kontekście badań geofizycznych i geodynamicznych.

Celem tej rozprawy jest utworzenie algorytmów obliczeniowych pozwalających na modelowanie efektów atmosferycznych z uwzględnianiem fizycznego charakteru tego zjawiska, oraz ich dokładna analiza. Zaprezentowane testy numeryczne mają na celu wskazanie wpływu poszczególnych zjawisk i parametrów modelowania na otrzymywane wyniki. Zastosowanie różnych metod redukcji atmosferycznej do obserwacji grawimetrycznych pozwoli wskazać zalety metod fizycznych w opracowaniu obserwacji grawimetrycznych. Głównym celem rozprawy jest weryfikacja przedstawionej tezy.

#### STRUKTURA ROZPRAWY

Wstęp jest zwięzłym wprowadzeniem do zagadnień prezentowanych w tej pracy. Wyjaśnia dlaczego istotne jest dysponowanie dokładnymi modelami poprawek grawimetrycznych, a także opisuje mechanizm wpływu zmiennego rozkładu mas atmosferycznych na zmiany przyspieszenia siły ciężkości. Zdefiniowana jest również teza i cel rozprawy.

Rozdział 1 (str. 25) dotyczy klasycznych korekcji atmosferycznych wyznaczanych na podstawie pomierzonego ciśnienia atmosferycznego. Omawia w jaki sposób można wyznaczyć współczynnik wpływu atmosfery na podstawie pomiarów grawimetrycznych oraz jego efektywność w przypadku redukcji obserwacji

<sup>2</sup>  $\mu\text{Gal}$  jest jednostką powszechnie używaną w pracach grawimetrycznych, jak również używana w niniejszej rozprawie;  $1 \mu\text{Gal}$  odpowiada  $10^{-8} \text{ m s}^{-2}$

grawimetrycznych. Rozważaniom teoretycznym towarzyszą wyniki opracowania obserwacji grawimetrycznych.

Ponieważ w dalszej części rozprawy wykorzystywane są dane meteorologiczne z numerycznych modeli pogody, w rozdziale 2 podane zostały istotne informacje związane z tymi modelami i możliwością ich zastosowania w obliczeniach efektów atmosferycznych w grawimetrii.

Kolejne rozdziały uwzględniają fizyczny charakter wpływu atmosfery. Rozdział 3 (str. 45) traktuje o deformacyjnym efekcie pośrednim i znaczeniu tego zjawiska w grawimetrii.

Rozdział 4 (str. 59) dotyczy modelowania efektu grawitacyjnego tylko na podstawie powierzchniowych wartości parametrów meteorologicznych. Natomiast przestrzenny ich rozkład jest uwzględniony w rozdziale 5 (str. 75).

Porównanie różnych metod zawiera rozdział 6 (str. 85). Tam też zamieszczony jest wpływ poszczególnych redukcji atmosferycznych na wyniki opracowania obserwacji grawimetrycznych.

Całość pracy podsumowana jest na str. 99, natomiast uzupełnieniem rozprawy jest literatura (str. 101), która zawiera wszystkie cytowane prace (w tym źródła internetowe) oraz załączniki (str. 107). Zawierają one informacje pomocnicze, które nie zostały podane w tekście w trosce o jego spójność i przejrzystość.

Występujące w pracy skróty objaśnione są w dodatku A (str. 109), w tym również skróty angielskie, które są powszechnie używane w literaturze. Charakterystyka atmosfery standardowej (dodatek B, str. 111) załączona jest ze względu na częste jej wykorzystanie w prezentowanych zagadnieniach. Wyznaczone w tej pracy wartości funkcji Greena i ich pochodne dla efektu grawitacyjnego zostały załączone w dodatku C (str. 111). Dodatek D (str. 115) zawiera zwięzłe informacje na temat wykorzystanych obserwacji grawimetrycznych, danych meteorologicznych i innych danych pomocniczych. Odnośniki i podstawowe informacje na temat autorskiego programu stworzonego na potrzeby tej pracy, a także udostępnionego serwisu internetowego, znajdują się w załączniku E (str. 117).





# MODELOWANIE WSPÓŁCZYNNIKA WPŁYWU ATMOSFERY NA PODSTAWIE LOKALNYCH WARTOŚCI CIŚNIENIA ATMOSFERYCZNEGO (1D)

# 1

**P**REZENTUJĄC zaawansowane metody redukcji atmosferycznych nie sposób pominąć przedstawienia również tych klasycznych i powszechnie stosowanych. Jest to istotne biorąc pod uwagę kompletność rozprawy, ale przede wszystkim pozwoli wskazać zalety i wady rozwiązań będących głównym tematem pracy.

Standardowe metody opierają się na założeniu, że zmiany przyspieszenia siły ciężkości modelować na podstawie punktowo pomierzonych zmian ciśnienia atmosferycznego, które są skalowane przy użyciu odpowiedniego współczynnika. Omówione zostaną metody wyznaczenia współczynnika wpływu atmosfery na zmiany przyspieszenia siły ciężkości<sup>1</sup>, zarówno te opierające się na pewnych założeniach co do budowy atmosfery, jak również metody statystyczne. Dyskusja dotycząca wad i zalet takiego podejścia jest poparta przykładami numerycznymi i pomiarowymi.

## 1.1 WSPÓŁCZYNNIK WPŁYWU ZMIAN CIŚNIENIA ATMOSFERYCZNEGO NA ZMIANY PRZYSPIESZENIA SIŁY CIĘŻKOŚCI

Zanim przedstawione zostaną modele matematyczne wpływu atmosfery na zmiany przyspieszenia siły ciężkości istotne jest poznanie jakiego rzędu mogą być wartości efektu atmosferycznego w grawimetrii. Klasyczna metoda redukcji wykorzystuje równość (Warburton i Goodkind, 1977)

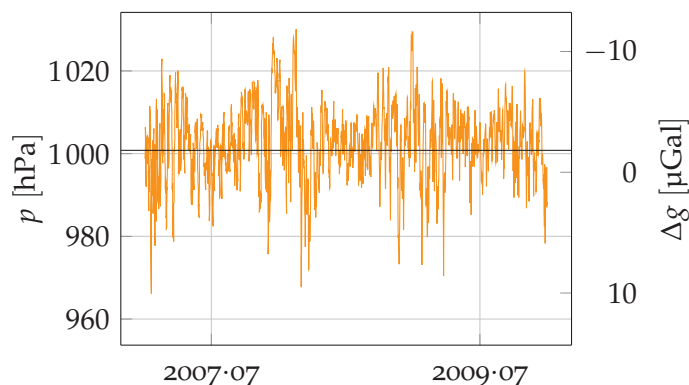
$$\Delta g = \alpha \cdot \Delta p, \quad (1.1)$$

która pozwala określać zmiany przyspieszenia siły ciężkości ( $\Delta g$ ) na podstawie zmian ciśnienia atmosferycznego ( $\Delta p$ ) i współczynnika wiążącego te wielkości ( $\alpha$ ). Standardowo stosowana jest przybliżona wartość współczynnika wpływu atmosfery równa  $-3 \text{ nm s}^{-2} \text{ hPa}^{-1}$ , która jest wypadkową efektu grawitacyjnego i deformacyjnego (IGC, 1988; Spratt, 1982). Przedstawiona formuła, mimo swojej prostoty i zwięzłości, efektywnie redukuje efekty atmosferyczne z obserwacji grawimetrycznych. Z drugiej strony oczywiste jest, że ten wzór nie może w pełni odzwierciedlać złożonego zjawiska fizycznego, przedstawionego we wstępie do rozprawy.

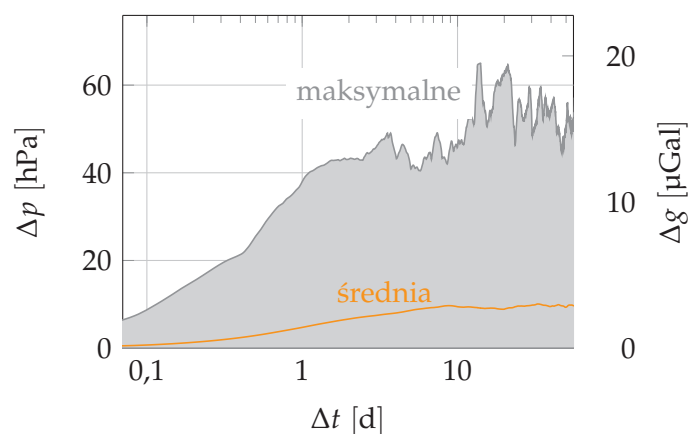
Równanie 1.1 pokazuje, że zmianie ciśnienia rzędu kilkudziesięciu hektopaskali odpowiadają zmiany przyspieszenia siły ciężkości rzędu kilkunastu  $\mu\text{Gali}$ . Przykładowe wartości zmiany siły ciężkości dla rzeczywistych zmian ciśnienia atmosferycznego w Józefosławiu przedstawia rysunek 1.1. Rozpiętość zmian

<sup>1</sup> dalej określane jako współczynnik wpływu atmosfery

Rysunek 1.1 – Zmiany ciśnienia atmosferycznego obserwowane w Józefosławiu oraz odpowiadające im zmiany przyspieszenia siły ciężkości obliczone na podstawie równania 1.1 dla współczynnika wpływu atmosfery równego  $-3,0 \text{ nm s}^{-2} \text{ hPa}^{-1}$



Rysunek 1.2 – Zmiany ciśnienia atmosferycznego oraz odpowiadające im zmiany przyspieszenia siły ciężkości w zależności od różnicy czasu pomiędzy obserwacjami w Józefosławiu w latach 2008 – 2010



rzędu kilkudziesięciu  $\mu\text{Gali}$  wskazuje na znaczenie redukcji atmosferycznych w pomiarach grawimetrycznych, zwłaszcza w kontekście subtelnych sygnałów opisanych we wstępie rozprawy.

Rysunek 1.2 przedstawia wartości bezwzględne zmian ciśnienia atmosferycznego oraz odpowiadające im zmiany siły ciężkości w zależności od czasu. Powstał on w oparciu o wszystkie możliwe kombinacje zmian ciśnienia zarejestrowanych w Józefosławiu w ciągu trzech lat dla odpowiednich przedziałów czasowych. Pokazane są wartości maksymalne, a także wartości średnie. Wynika z niego, że w przypadku sprężynowych grawimetrycznych pomiarów różnicowych trwających nie dłużej niż kilka godzin, wartości są znacznie mniejsze niż uzyskiwane dokładności pomiaru. Zatem uzasadnione jest pominięcie poprawek atmosferycznych w tych przypadkach<sup>2</sup>.

Wykresy 1.1 oraz 1.2 dają dobre wyobrażenie na temat wartości wpływu atmosfery. Pokazują też, że subdobowe zmiany efektu atmosferycznego, w wyjątkowo niekorzystnych warunkach, łatwo mogą sięgać nawet  $20 \mu\text{Gali}$ . Warto przypomnieć, że jest to nawet kilkunastokrotnie większa wartość niż dokładności grawimetrów balistycznych.

<sup>2</sup> wpływ atmosfery jest dodatkowo minimalizowany przez powtarzanie pomiarów na wybranych stanowiskach pomiarowych lub punktach osnowy grawimetrycznej

## 1.2 MODELOWANIE WSPÓŁCZYNNIKA WPLYWU ATMOSFERY NA ZMIANY PRZYSPIESZENIA SIŁY CIĘŻKOŚCI

Proste modele matematyczne pozwalają oszacować rząd wartości wpływu atmosfery na mierzoną wartość przyspieszenia siły ciężkości. Przedstawione tutaj modele są daleko idącymi uproszczeniami, pozwalają jednak dobrze zrozumieć istotę przedstawianego zjawiska i będą dobrym odniesieniem do zaawansowanych modeli przedstawionych w kolejnych rozdziałach.

### 1.2.1 Atmosfera jako płyta Bougera

Traktując atmosferę jako jednorodną płaszczyznę, o skończonej wysokości ( $H$ ), można przedstawić zmianę przyspieszenia siły ciężkości ( $g$ ) przy pomocy redukcji Bougera (Torge, 1989). Zmiany przyspieszenia ( $dg$ ) wyrażą się przy pomocy zmiany gęstości płyty ( $d\rho$ ) oraz stałej grawitacji ( $G$ ),

$$dg = -2\pi GH d\rho. \quad (1.2)$$

Jednocześnie zmiany ciśnienia atmosferycznego ( $dp$ ) można powiązać ze zmianami gęstości i średnim przyspieszeniem siły ciężkości ( $g$ )

$$dp = gH d\rho. \quad (1.3)$$

Uwzględniając równania 1.2 i 1.3 otrzymano zależność

$$dg = -2\pi \frac{G}{g} dp, \quad (1.4)$$

a po podstawieniu wartości liczbowych gotowy wzór

$$dg = -4,3 [\text{nm s}^{-2} \text{hPa}^{-1}] \cdot dp. \quad (1.5)$$

Otrzymano zależność wskazującą, że zmianie ciśnienia atmosferycznego 1 hPa odpowiada zmiana przyspieszenia równa  $-4,3 \text{ nm s}^{-2}$ . Ta wartość to właśnie współczynnik wpływu atmosfery (oznaczany konsekwentnie w dalszej części pracy jako  $\alpha$ ). Pomimo przyjętych uproszczeń rząd wartości tego współczynnika dobrze odpowiada rzeczywistej wartości.

### 1.2.2 Płyta uwarstwiona

Warto pokazać, że przyjmując bardziej realistyczne podejście do pionowych zmian ciśnienia atmosferycznego, wynik będzie ten sam. Zakładając, że atmosfera jest w równowadze hydrostatycznej, gęstość atmosfery w funkcji wysokości ( $z$ ) maleje wykładniczo

$$\rho = \rho_0 e^{-z/\lambda}. \quad (1.6)$$

Stąd zmiany ciśnienia wraz z wysokością opisuje wyrażenie

$$\frac{dp}{dz} = -\rho g, \quad (1.7)$$

a po scałkowaniu

$$p_0 = \rho_0 g \lambda, \quad (1.8)$$

gdzie powierzchniowe wartości oznaczone są indeksem zero, a  $\lambda$  oznacza współczynnik wysokości atmosfery<sup>3</sup>. Zatem zmianę przyspieszenia można zapisać

$$g = G \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{\rho(A, z, r) \cdot r \cdot z}{(r^2 + z^2)^{3/2}} dA dz dr. \quad (1.9)$$

Zakładając nieskończenie duże rozmiary poziome atmosfery ( $r$ ) oraz całkując względem całego horyzontu ( $A$  oznacza azymut) rozwiązanie sprowadza się do całkowania względem wysokości wpływu cienkich dysków, czyli

$$g = 2\pi G \rho_0 \int_0^{\infty} e^{-z/\lambda} dz = 2\pi \frac{G}{g} p_0 \quad (1.10)$$

Wyznaczony współczynnik

$$\alpha = 2\pi \frac{G}{g} = -4,3 \text{ nms}^{-2} \text{ hPa}^{-1} \quad (1.11)$$

jest tożsamy z wynikiem otrzymanym w równaniu 1.5.

### 1.2.3 Prosty model deformacyjny

Warburton i Goodkind (1977) pokazali wpływ efektu deformacyjnego na wartość współczynnika wpływu atmosfery. Wykorzystali podany przez Farrella (1972) wzór na deformację powodowaną obciążeniem płaszczyzny przez dysk o zadanym promieniu ( $r$ ). Następnie powiązali zmiany wysokości stacji ze zmianą przyspieszenia siły ciężkości. Ostatecznie przedstawili zależność

$$\alpha_e \approx g \frac{\sigma}{2\mu\eta} \frac{r}{R} \left( 2 - \frac{3\rho_s}{2\rho_z} \right). \quad (1.12)$$

W obliczeniach użyte zostały średnie wartości promienia Ziemi ( $R$ ), przyspieszenia siły ciężkości ziemi ( $g$ ), gęstości skorupy ( $\rho_s$ ) i Ziemi ( $\rho_z$ ) oraz kombinacje parametrów Lamégo dla skorupy ziemskiej ( $\sigma\mu^{-1}\eta^{-1}$ ).

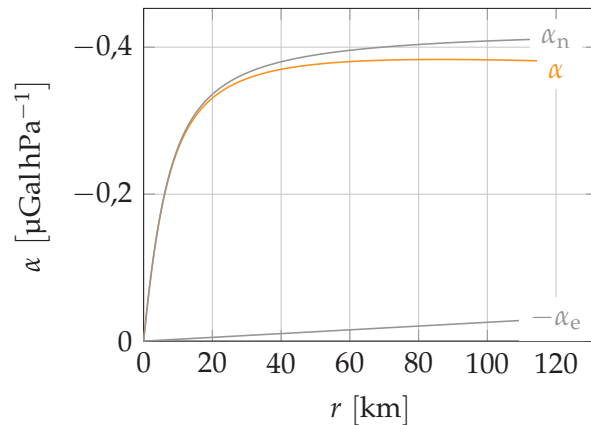
Efekt grawitacyjny można wyznaczyć w oparciu o wzór na przyciąganie walca oraz wyrażenie 1.3. Wyznaczaną wartość można zatem zapisać jako

$$\alpha_n = 2\pi \frac{G}{g} \cdot \left( 1 + rH^{-1} - \sqrt{1 + (rH^{-1})^2} \right), \quad (1.13)$$

gdzie za wysokość ( $H$ ) przyjęto wartość równą 9 km.

<sup>3</sup> wartość zależy od maksymalnej wysokości atmosfery, do której ciśnienie maleje wykładniczo (w zależności od pory roku 8–10 km)

Rysunek 1.3 – Współczynnik wpływu atmosfery traktowanej jako płyta Bougera oraz uproszczony model efektu deformacyjnego w zależności od poziomego zasięgu atmosfery (na podstawie Warburton i Godkind, 1977); przedstawiono efekt grawitacyjny ( $\alpha_n$ ), deformacyjny ( $\alpha_e$ ) oraz wartość wypadkową ( $\alpha$ )



Rysunek 1.3 przedstawia wartość współczynnika wpływu atmosfery, zarówno część grawitacyjną (równanie 1.13) jak i deformacyjną (równanie 1.12). Przy dostatecznie dużym zasięgu poziomym atmosfery wartość współczynnika wynikająca z przyciągania atmosfery dąży do wartości  $-4,3 \text{ nm s}^{-2} \text{ hPa}^{-1}$  (por. równanie 1.5), natomiast deformacja skorupy ziemskiej działa przeciwnie zmniejszając wypadkową wartość współczynnika wpływu atmosfery. Pomimo uproszczeń w przedstawionych rozważaniach z rysunku można wyciągnąć wnioski, które będą podparte również w dalszej części rozprawy. Wpływ atmosfery w bliskim sąsiedztwie stacji pomiarowej jest dominujący w przypadku efektu grawitacyjnego, natomiast efekt deformacyjny wymaga uwzględnienia również obszarów odległych od rozpatrywanego punktu.

#### 1.2.4 Uwzględnienie wpływu zakrzywienia atmosfery

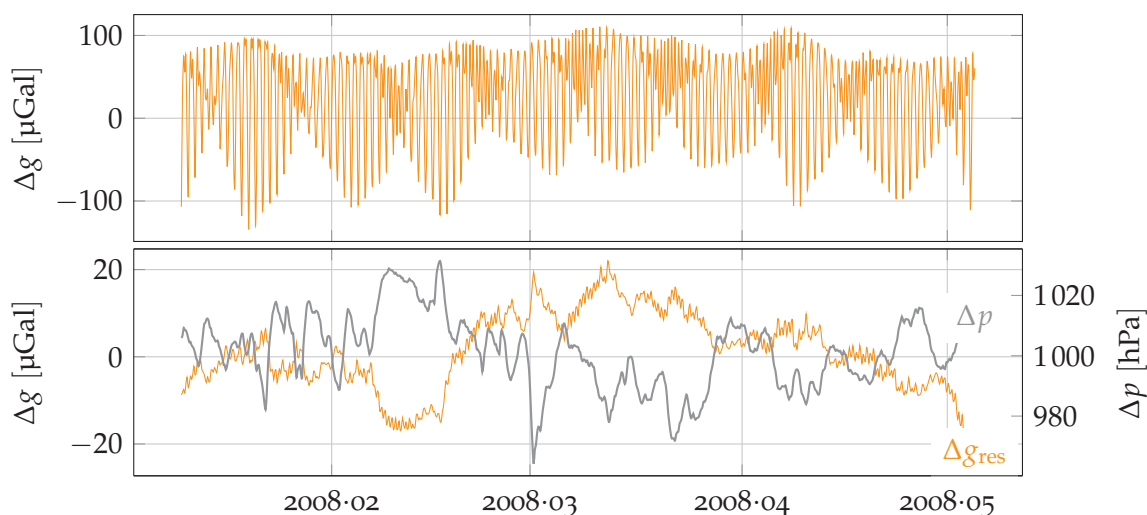
Niebauer (1988) rozwinął rozwiązanie równania 1.9. Uwzględnił on, że atmosfera ma kształt sferyczny. Nie powtarzając przekształceń matematycznych, przytoczona jest tylko uproszczona wersja gotowego wzoru w zależności od maksymalnej odległości sferycznej całkowania ( $\psi$ )

$$\alpha = 2\pi \frac{G}{g} \left( 1 - \sin \frac{\psi}{2} - \frac{\lambda}{2 \sin(\psi/2)} + \frac{2\lambda}{R} \right). \quad (1.14)$$

Wzór jest sezonowo zmienny w zależności od wartości  $\lambda$ . Wynik całkowania względem całej Ziemi jest bliski zera, co jest zgodne z prawami fizycznymi. Najważniejsza konkluzja dotyczy odległości sferycznych ok.  $1,5^\circ$  czyli lokalnego obszaru wpływu atmosfery. Współczynnik  $\alpha$  redukuje się o ok. 7–8% w stosunku do wartości w równaniu 1.5. Taka wartość jest bliższa wartościom uzyskiwanym z danych obserwacyjnych (po usunięciu efektów deformacyjnych).

### 1.3 WPLYW ZMIAN CIŚNIENIA ATMOSFERYCZNEGO NA OBSERWACJE ZMIAN PRZYSPIESZENIA SIŁY CIĘŻKOŚCI

Rysunek 1.4 przedstawia przykładowe dane zarejestrowane przy pomocy grawimetru sprężynowego LCR-ET26 w obserwatorium Politechniki Warszawskiej



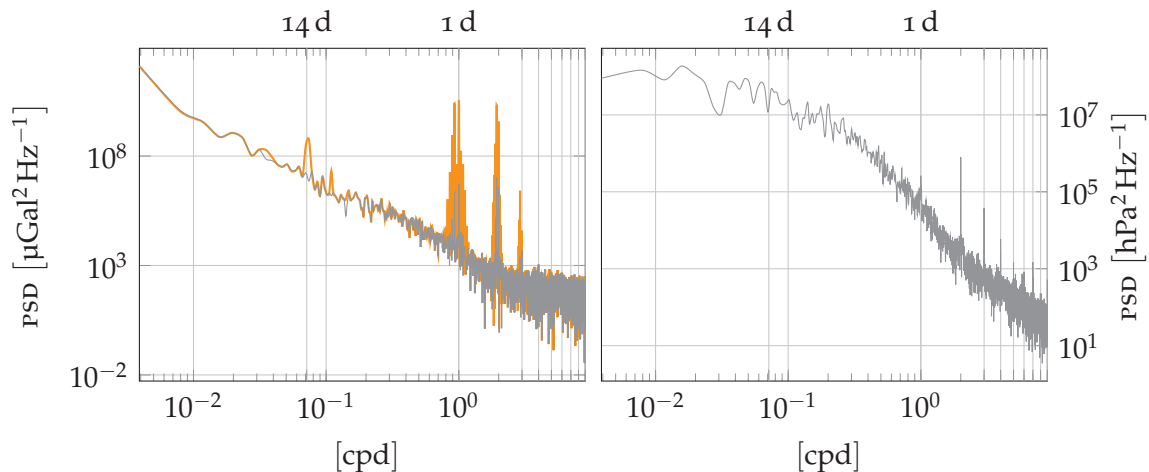
Rysunek 1.4 – Przykład rejestrowanych zmian przyspieszenia siły ciężkości grawimetrem LCR-ET26 (górny wykres) oraz rezydualnych zmian przyspieszenia siły ciężkości ( $\Delta g_{\text{res}}$ ) wraz z rejestrowanymi zmianami ciśnienia atmosferycznego ( $\Delta p$ )

w Józefosławiu. Górny wykres przedstawia surowe obserwacje, które są zdominowane przez pływy ziemskie (w przypadku dłuższych okresów przez *dryft*). Odpowiednia analiza danych (w tym wstępne *czyszczenie* sygnału; Rajner, 2010b), usunięcie pływów ziemskich i pośredniego efektu pływów oceanicznych (Rajner, 2010c) pozwala uzyskać wartości rezydualne zmian przyspieszenia siły ciężkości, które są skorelowane z rejestrowanymi zmianami ciśnienia atmosferycznego (rysunek 1.4, dolny wykres). Zależność jest wyraźna, chociaż nie zawsze grawimetr *reaguje* jednakowo na takie same zmiany ciśnienia atmosferycznego. Jest to związane z tym, że lokalne ciśnienie nie zawsze jest reprezentatywne dla regionalnych i wielkoskalowych zmian stanu atmosfery. Ponadto wartości rezydualne są obciążone również wpływem innych niemodelowanych efektów, wśród których najistotniejszy jest wpływ lokalnych zmian w hydrosferze lądowej. W przypadku Józefosławia niekorzystne są również szumy antropogeniczne.

Wpływ atmosfery jest również wyraźny w dziedzinie częstotliwości<sup>4</sup>. Rysunek 1.5 przedstawia moc widmową (PSD) obserwacji grawimetrycznych oraz ciśnienia atmosferycznego. Widoczny jest wzrost mocy dla niskich częstotliwości (charakter szumu czerwonego)<sup>5</sup> zarówno dla obserwacji grawimetrycznych jak i ciśnienia atmosferycznego. Eliminacja teoretycznych wartości pływów skorupy ziemskiej z obserwacji grawimetrycznych powoduje zmniejszenie mocy tylko w częstotliwościach pływowych, a w przypadku częstotliwości dobowych i półdobowych nie jest kompletna (problem ten jest minimalizowany w procesie wyznaczania parametrów grawimetrycznych, które mogą jednak absorbować

<sup>4</sup> w zagadnieniach pływowych jako jednostkę częstotliwości stosuje się liczbę cykli na dobę; tutaj używany jest rozpowszechniony w literaturze skrót cpd — *cycle per day*

<sup>5</sup> w przypadku grawimetru sprężynowego efekt ten jest skutecznie zwiększany przez *dryft*, ale podobny charakter obserwuje się również dla grawimetrów nadprzewodnikowych oraz balistycznych (Van Camp i in., 2005)

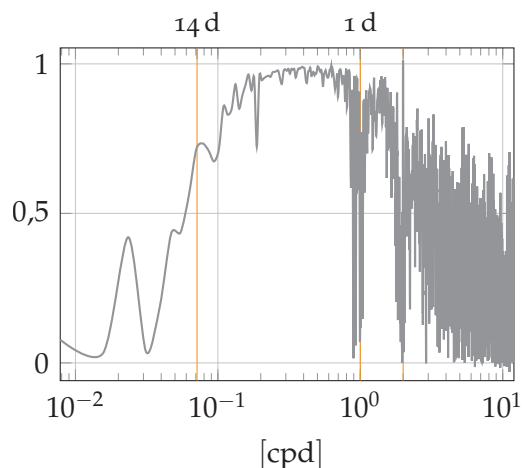


Rysunek 1.5 – Moc widmowa obserwacji grawimetrycznych LCR-ET26 oraz ciśnienia atmosferycznego; po lewej stronie surowe (—) i rezydualne (—) obserwacje grawimetryczne, a po prawej ciśnienie atmosferyczne

efekty atmosferyczne; patrz dyskusja w punkcie 1.4). Natomiast wyraźny jest wpływ pływów atmosferycznych<sup>6</sup>. Częstotliwości pływów ter-dobowych nie pokrywają się dokładnie z częstotliwością 3 cpd, a jednak pik w rezydualach grawimetrycznych dla tej częstotliwości jest wyraźny. Z uwagi na duży szum obserwacji grawimetrem sprężynowym, kolejne składniki harmoniczne w obserwacjach grawimetrycznych nie pojawiają się, natomiast ich obecność jest zauważalna w mocy widmowej obserwacji ciśnienia atmosferycznego.

Przedstawiona na rysunku 1.6 koherencja rezydualnych obserwacji grawimetrycznych i zmian przyspieszenia siły ciężkości prowadzi do istotnych dla rozprawy wniosków. Niewielkie wartości dla okresów kilkugodzinnych wynikają z tego, że obserwacje grawimetryczne nie są dość czułe na te szybkie zmiany ciśnienia. Nie jest to jednak problem, biorąc pod uwagę ich znikome amplitudy. Zmniejszenie koherencji dla częstotliwości pływowych (dobowych i półdobowych) wynika z radiacyjnych pływów atmosfery oraz *szczątkowych* pozostałości pływów ziemskich w rezydualnych wartościach obserwacji grawimetrycznych. Dla okresów kilkudniowych koherencja jest bardzo wysoka, czyli lokalne zmiany ciśnienia atmosferycznego dobrze tłumaczą zmiany przyspieszenia siły ciężkości w tych częstotliwościach. Szybki spadek koherencji dla dłuższych okresów jest spowodowany tym, że w tych okresach dominują wielkoskalowe, synoptyczne zmiany pogodowe, a lokalne zmiany ciśnienia atmosferycznego nie są reprezentatywne dla stanu całej atmosfery (por. przypis 5 ze str. 30). Świadczy to o tym, że modelowanie wpływu atmosfery z synchronicznych pomiarów grawimetrycznych i atmosferycznych (przedstawione w następnych punktach) nie będzie odpowiednie dla okresów dłuższych niż kilkanaście dni. W przypadku obserwacji pływowych nie ma to dużego znaczenia, ale już w przypadku bali-

<sup>6</sup> pływy radiacyjne wynikające z usłonecznienia atmosfery; grawitacyjne pływy atmosfery mają drugorzędne znaczenie



Rysunek 1.6 – Koherencja rezydualnych zmian przyspieszenia siły ciężkości i zmian ciśnienia atmosferycznego

stycznych pomiarów wiekowych zmian przyspieszenia siły ciężkości może to być zagadnienie krytyczne. Podkreśla to konieczność używania bardziej złożonych metod będących głównym tematem niniejszej rozprawy.

#### 1.4 WYZNACZENIE WSPÓŁCZYNNIKA WPLYWU ATMOSFERY NA PODSTAWIE POMIARÓW SIŁY CIĘŻKOŚCI I CIŚNIENIA ATMOSFERYCZNEGO

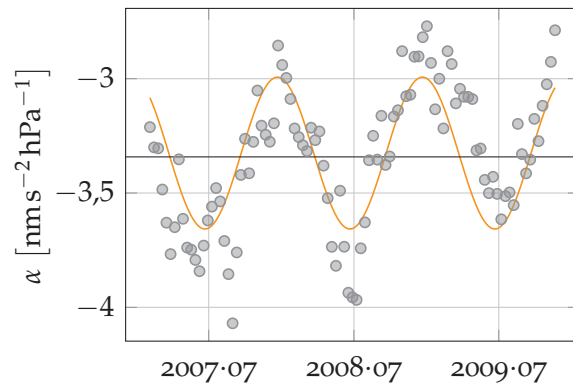
Przedstawiane w punkcie 1.2 modele pozwalają na teoretyczne określenie rzędu wartości współczynnika wpływu atmosfery. Analizując wprowadzone na początku rozdziału równanie 1.1 widać, że współczynnik wpływu atmosfery można wyznaczyć w oparciu o pomierzone wartości zmian przyspieszenia siły ciężkości oraz zmian ciśnienia atmosferycznego. Przekształcając równanie 1.1 można uzyskać współczynnik wpływu atmosfery w dziedzinie czasu

$$\alpha = \frac{\sum_{i=1}^n p_i(t)g_i(t)}{\sum_{i=1}^n p_i^2(t)}. \quad (1.15)$$

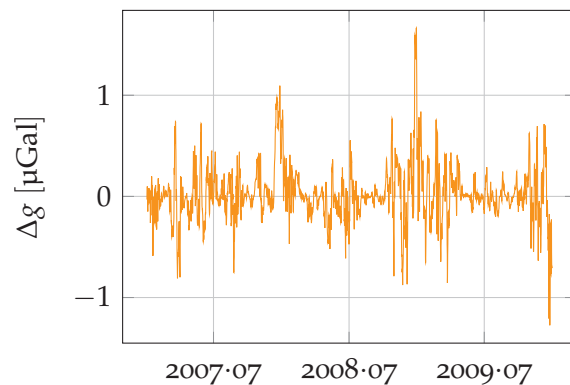
Od razu wskazane zostanie kilka wad takiego podejścia. Wykorzystanie metody najmniejszych kwadratów zakłada, że błędy obserwacji grawimetrycznych oraz ciśnienia są niezależne. Ponadto z szeregu czasowego zmian przyspieszenia siły ciężkości powinny zostać usunięte wszelkie efekty instrumentalne i środowiskowe. Rezydualne wartości zawsze jednak będą w pewnym stopniu *obarczone* niedoskonałościami odpowiednich redukcji. W przypadku obserwacji pływowych, wyznaczenie współczynnika wpływu atmosfery odbywa się łącznie z wyznaczeniem współczynników grawimetrycznych (Wenzel, 1996). Wyniki w tym przypadku nieznacznie różnią się w stosunku do wartości wyznaczonych na podstawie wzoru 1.15. Łatwo wskazać, że problemem jest wzajemne *przenikanie* wpływu atmosfery na inne modelowane lub wyznaczone efekty grawimetryczne.



Rysunek 1.7 – Sezonowe zmiany współczynnika wpływu atmosfery w Józefostawiu wyznaczone na podstawie ciągłych obserwacji grawimetrycznych (●) oraz wpasowany model harmoniczny (—)



Rysunek 1.8 – Różnice wartości atmosferycznych poprawek grawimetrycznych w zależności od wyznaczonego współczynnika wpływu atmosfery (wartości z rysunku 1.7 lub wartość średnia z kilkuletnich obserwacji w Józefostawiu)

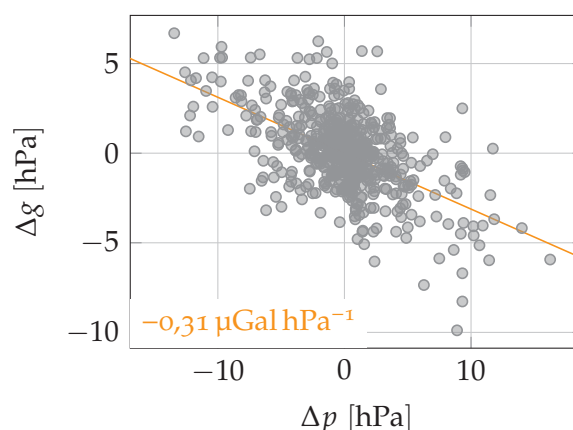


#### 1.4.1 Współczynnik wpływu atmosfery z obserwacji grawimetrem LCR-ET26

Na podstawie rezydualnych wartości zmian przyspieszenia siły ciężkości oraz zmian ciśnienia atmosferycznego (patrz też rys. 1.4), współczynnik wpływu atmosfery wyznaczono Metodą Najmniejszych Kwadratów. Analizując kilka lat obserwacji współczynnik wpływu atmosfery wyniósł  $-3,5 \text{ nm s}^{-2} \text{ hPa}^{-1}$ . Jest to wartość zgodna z przedstawionymi oszacowaniami dla prostych modeli wpływu atmosfery (punkt 1.2).

Dzieląc obserwacje na krótsze okresy i wyznaczając współczynnik wpływu atmosfery niezależnie dla każdego segmentu, zaobserwowano ciekawą właściwość. Wartość współczynnika wpływu atmosfery zmienia się sezonowo (podobne spostrzeżenie znajduje się też w pracy Van Dam i Francis, 1998). Rysunek 1.7 przedstawia wartości wyznaczone z obserwacji, a także wpasowaną sinusoidę (Rajner, 2010a). Wyjaśnienie tego zjawiska nie jest kłopotliwe. Jest ono związane ze zmianą wysokości środka ciężkości atmosfery pod wpływem zmian jej temperatury. Przedstawione rozpiętości wartości mogą wskazywać, że wykorzystywanie standardowej wartości współczynnika wpływu atmosfery często jest nieadekwatne do dokładności pomiarowych. Pomierzone wartości ciśnienia w Józefostawiu zostały wykorzystane do wyznaczenia różnic poprawek grawimetrycznych w zależności od tego czy wykorzystywane są wartości przedstawione na rysunku 1.7, czy wartość uśredniona. Wyniki przedstawia rysunek 1.8, na którym od razu zwraca uwagę rozpiętość sięgająca  $3 \mu\text{Gal}$ .

Rysunek 1.9 – Współczynnik wpływu atmosfery wyznaczony z obserwacji grawimetrem FG5 w Józefosławiu; wyniki z wszystkich wykorzystanych serii obserwacyjnych (•) oraz prosta regresji (—)



#### 1.4.2 Współczynnik wpływu atmosfery z obserwacji grawimetrem FG5-230

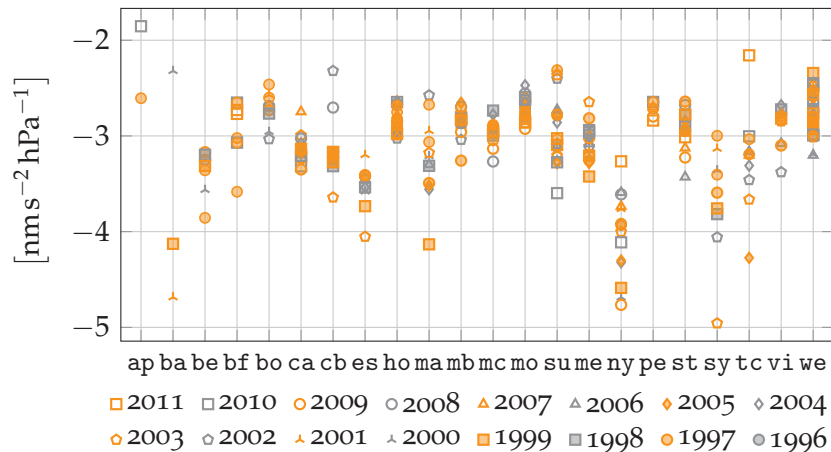
Olszak (2011, rozdz. 3.1.2) przedstawił w swojej rozprawie doktorskiej wyznaczenie współczynnika wpływu atmosfery na podstawie dwóch wybranych sesji obserwacyjnych grawimetrem balistycznym na stanowisku w Józefosławiu. Otrzymane wyniki ( $-0,23$  oraz  $-0,27 \mu\text{Gal hPa}^{-1}$ ) nie są satysfakcjonujące i odbiegają od standardowego oraz wyznaczonego z obserwacji ciągłych, współczynnika wpływu atmosfery. Nie były jednak traktowane jako użytkowe wyznaczenie, lecz jako możliwość wskazania znaczenia poprawek atmosferycznych w pomiarach balistycznych.

W niniejszej pracy, w związku z prezentowaną tematyką, postanowiono powtórzyć to doświadczenie. W oparciu o dane udostępnione przez dra Olszaka wyznaczono współczynnik empiryczny wpływu atmosfery w oparciu o kilkadziesiąt serii obserwacyjnych zebranych w ciągu kilku lat. Dla każdej serii oddzielnie, pomierzone wartości przyspieszenia siły ciężkości<sup>7</sup> oraz ciśnienia atmosferycznego zostały scentrowane. Serie, w których notowane były małe różnice ciśnienia zostały odrzucone. Również serie, w których występował duży rozrzut przyspieszenia siły ciężkości, niezwiązany ze zmianami ciśnienia atmosferycznego nie były uwzględniane (np. wpływy antropogeniczne, trzęsienia Ziemi i in.). Wykres zależności różnic wartości przyspieszenia siły ciężkości w zależności od różnic ciśnienia atmosferycznego przedstawia rysunek 1.9. Taka metoda złożenia wielu serii daje lepsze rezultaty niż wyznaczanie współczynników wpływu atmosfery dla każdej z osobna. Pozwala na znaczne zwiększenie liczby obserwacji i zwiększa zakres zmian ciśnienia, co dodatkowo poprawia dokładność wyznaczenia poszukiwanego parametru. Centrowanie wyników dla poszczególnych serii pozwala na zaniechanie sezonowych czy wiekowych zmian przyspieszenia siły ciężkości.

Uzyskany obecnie wynik ( $-0,31 \mu\text{Gal hPa}^{-1}$ ) jest znacznie bliższy przewidywanemu i wyznaczonemu przy pomocy grawimetru sprężynowego. Należy mieć jednak na uwadze, że wyznaczenie współczynnika nadal jest obciążone znaczną niepewnością, a ponadto rozpiętość wyznaczeń dla poszczególnych serii jest

<sup>7</sup> wartości nie były poprawione o wpływ ciśnienia atmosferycznego; uwzględnione zostały inne standardowe korekcie w pomiarach balistycznych (Olszak, 2011)

Rysunek 1.10 – Współczynniki wpływu atmosfery wyznaczone dla grawimetrów nadprzewodnikowych wchodzących w skład projektu GGP



bardzo duża. Również pewną niejednoznaczność wprowadza opisywana selekcja wyników i nakładane kryteria, decydujące o odrzuceniu obserwacji z końcowego wyznaczenia.

#### 1.4.3 Współczynnik wpływu atmosfery z obserwacji grawimetrami nadprzewodnikowymi

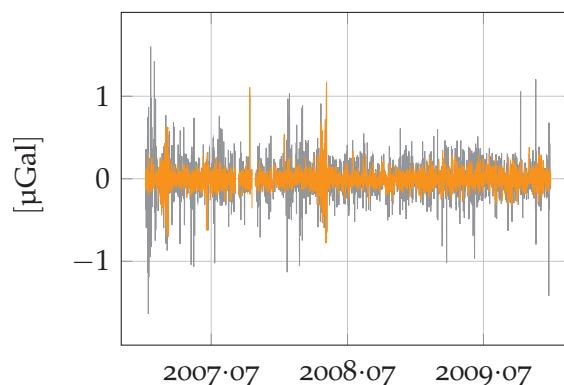
Niepewność co do wyznaczanych wartości współczynnika wpływu atmosfery zostanie pogłębiona w tej części pracy. Na podstawie danych z ponad dwudziestu grawimetrów nadprzewodnikowych<sup>8</sup> zrzeszonych w Globalnym Projekcie Geodynamicznym (GGP) wyznaczone zostały lokalne współczynniki wpływu atmosfery podobnie jak zostało to opisane w części 1.3. Wyniki zostały przedstawione oddzielnie dla poszczególnych lat pomiarowych (rysunek 1.10). Wyraźne geograficzne zróżnicowanie wartości współczynnika wpływu atmosfery często może być odpowiednio zinterpretowane. Mała wartość dla stacji w Apache Point (Stany Zjednoczone, ap) wynika z jej dużej wysokości (prawie 3 km n.p.m.). Z kolei duże wartości obserwowane są dla stacji położonych na wyspach (Bandung w Indonezji, ba; Ny-Ålesund na Spitsbergenie, ny). Tutaj przyczyną jest niewielki wpływ części deformacyjnej związany z *buforowaniem* zmian ciśnienia nad oceanami przez zmianę wysokości poziomu morza<sup>9</sup>. W wielu przypadkach wytłumaczenie różnych wartości wynika z lokalnych warunków meteorologicznych, błędów instrumentalnych, wpływu innych efektów geofizycznych, jak również z zastosowanej, opartej na statystyce, metody.

Z rozpiętości wyników dla różnych lat można wnioskować, że korzystanie nie tylko ze standardowej wartości, ale także z wyznaczanych obserwacyjnie współczynników wpływu atmosfery, nie zawsze jest w pełni wiarygodne. Wykorzystanie pełnych lat obserwacji w analizach minimalizuje wpływ efektów sezonowych, a pomimo to wartości potrafią się zmieniać nawet o kilkanaście procent. Tylko na kilku stacjach, te współczynniki są stabilne (np. Bruksela w Belgii, be; Pecny w Czechach, pe).

<sup>8</sup> spis stacji i ich rozmieszczenie znajduje się w załączniku D.1.1

<sup>9</sup> hipoteza odwróconego barometru jest wyjaśniona w rozdziale 3

Rysunek 1.11 – Rezydua obserwacji grawimetrycznych LCR-ET26 bez korekcji atmosferycznej (—) oraz z uwzględnieniem współczynnika wpływu atmosfery (—)



### 1.5 EFEKTYWNOŚĆ STANDARDOWYCH REDUKCJI ATMOSFERYCZNYCH

Pomimo wątpliwości co do wykorzystywania pojedynczego współczynnika wpływu atmosfery, jego efektywność w redukcji obserwacji grawimetrycznych jest w wielu zastosowaniach wystarczająca. Dotyczy to szczególnie wysokich częstotliwości sygnału grawimetrycznego (częstotliwości okołodobowe i wyższe). Ma to duże znaczenie w przypadku wyznaczania lokalnych współczynników grawimetrycznych z obserwacji pływowych (Rajner, 2009). Ich wartości są bliższe wartościom teoretycznym wynikającym z reologii Ziemi (Dehant i in., 1999). Wyznaczanie współczynników grawimetrycznych dla okołodobowych fal pływowych z uwzględnieniem współczynnika wpływu atmosfery ma kluczowe znaczenie w przypadku wyznaczania okresu i współczynnika dobroci swobodnej nutacji jądra ziemskiego (Rajner i Brzeziński, 2011a). Jest również istotne w przypadku określania modów swobodnych oscylacji Ziemi w niskich częstotliwościach (Rajner i Rogowski, 2011).

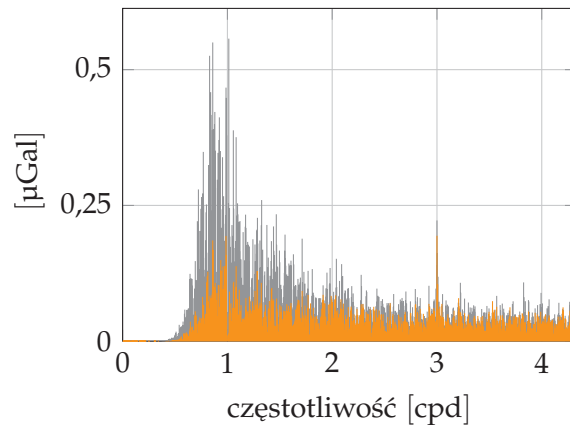
Znaczenie korekcji atmosferycznych uwypuklone jest, gdy przedstawione są rezydua obserwacji grawimetrycznych LCR-ET26 bez oraz z wpasowaniem współczynnika wpływu atmosfery przy wyrównaniu obserwacji (rysunek 1.11). Pokazane wartości to zbyt optymistyczne, formalne wyniki metody najmniejszych kwadratów. Niemniej jednak na załączonym wykresie wyraźnie widać wpływ silnego trzęsienia Ziemi w Chinach (maj 2008) na obserwacje grawimetryczne, które nie mogłyby być zidentyfikowane bez zastosowania poprawki atmosferycznej.

### 1.6 ZALEŻNOŚĆ WSPÓLCZYNNIKA WPLYWU ATMOSFERY OD CZĘSTOTLIWOŚCI

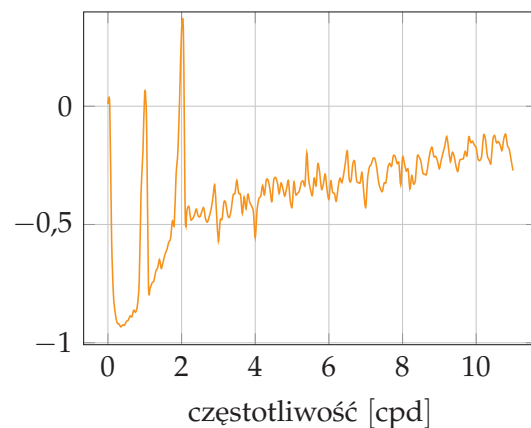
Pojedyncza wartość współczynnika wpływu atmosfery nie może być reprezentatywnym opisem opisywanego zjawiska. Pewną modyfikacją jest uwzględnienie współczynnika wpływu atmosfery zależnego od częstotliwości.

Analizując spektrum rezyduów przedstawionych na rysunku 1.12 zauważono, że efektywność współczynnika wpływu atmosfery jest różna dla różnych częstotliwości. Częściowo jest to spowodowane *szczątkową pozostałością* innych efektów grawimetrycznych, ale także tym, że wpływ atmosfery w różnych częstotliwościach rzeczywiście jest różny. Potwierdzają to wyniki korelacji krzyżowej przedstawione na rysunku 1.13. Wartości dla częstotliwości pływowych są oczywiście

Rysunek 1.12 – Spektrum rezyduów obserwacji grawimetrycznych LCR-ET26; oznaczenia jak na rysunku 1.11; brak wartości poniżej 0,7 cpd jest wynikiem zastosowanego filtra usuwającego dryft grawimetru



Rysunek 1.13 – Korelacja zmian siły rezydualnych wartości siły ciężkości ze zmianami ciśnienia atmosferycznego w zależności od częstotliwości



nierealne i wynikają z niekompletnego usunięcia pływów ziemskich oraz pośrednich efektów pływów oceanicznych z obserwacji grawimetrycznych. Zauważyć można jednak pewną prawidłowość — korelacja dla wysokich częstotliwości jest mniejsza niż dla okresów kilkudniowych. Jest to przede wszystkim wynik charakteru zmian ciśnienia atmosferycznego (synoptyczne zmiany warunków meteorologicznych mają okresy rzędu kilku dni, tygodni).

W przypadku współczynnika wpływu atmosfery zależnego od częstotliwości ( $\omega$ ) równanie 1.1 przyjmie postać (Crossley i in., 1995)

$$\Delta g(\omega) = \alpha(\omega) \cdot \Delta p(\omega). \quad (1.16)$$

Rozwiązaniem (analogicznie do równania 1.15) będzie zespolony współczynnik wpływu atmosfery. Wartość rzeczywista jest w takim przypadku bliska wartości absolutnej współczynnika atmosfery wyznaczonego w dziedzinie czasu (punkt 1.3), natomiast faza nieznacznie odbiega od  $180^\circ$ . Interesujące jest przedstawienie wyników wyznaczonych dla wąskich przedziałów częstotliwości (tutaj 0,05 cpd). Okazuje się, że atmosfera ma mniejszy współczynnik wpływu na zmiany przyspieszenia siły ciężkości dla niskich częstotliwości (rysunek 1.14)<sup>10</sup>.

<sup>10</sup> nie oznacza to jednak, że istotniejsze są lokalne zmiany ciśnienia atmosferycznego (szybciej zmienne) niż te wielkoskalowe, ponieważ te ostatnie są zazwyczaj znacznie większe (stąd też wynikają wartości korelacji na rysunku 1.13)

Rysunek 1.14 – Wartość współczynnika wpływu atmosfery obliczony w dziedzinie częstotliwości<sup>a</sup>

- <sup>a</sup> wynik jest w rzeczywistości liczbą zespoloną; pokazano wartość rzeczywistą z przeciwnym znakiem; wartości fazy (około 180°) nie zostały tutaj pokazane



Podobną zależność, na podstawie obserwacji grawimetrów nadprzewodnikowych, uzyskali także inni autorzy (np. Crossley i in., 1995). Jest to zgodne z przedstawianym wcześniej opisem zjawiska wpływu atmosfery na wartości przyspieszenia siły ciężkości. Wielkoskalowym zmianom ciśnienia atmosferycznego towarzyszy istotny efekt deformacyjny. Ten z kolei jest przeciwny do dominującego efektu grawitacyjnego. W przypadku lokalnych zmian ciśnienia efekt deformacyjny jest zanedbywalnie mały.

Rysunek 1.14 jest dowodem, że podejście prezentowane w tym punkcie, jest zgodne z rzeczywistym wpływem atmosfery w różnych częstotliwościach. Natomiast należy bardzo mocno podkreślić wady tego rozwiązania. Zysk związany ze stosowaniem tej metody jest często znikomy. Rezydua obserwacji grawimetrycznych (niepokazane tutaj) są na tym samym poziomie lub nieznacznie mniejsze, jak w przypadku stosowania znacznie prostszej i wygodniejszej metody pojedynczego współczynnika wpływu atmosfery (istotne różnice są tylko w wąskich pasmach pływowych).

Wielkość rezydów nie może być jedynym kryterium oceny metody. Wyniki w tym przypadku są również silnie zależne od stosowania różnych parametrów obliczeniowych (szerokość pasma częstotliwości, liczba obserwacji)<sup>11</sup>. Wyniki są często *niestabilne*. Ponadto duża liczba wyznaczanych parametrów (numerycznych stopni swobody) niesie ryzyko eliminacji efektów niezwiązanych ze zmianą ciśnienia atmosferycznego. I najważniejsze – jest to wciąż metoda, która nie uwzględnia rzeczywistego charakteru zjawiska (wspomniana zgodność wyników jest wtórna). Dlatego przedstawiony w tym podpunkcie zabieg numeryczny należy traktować z pewną rezerwą, mimo pozornie lepszych wyników niż dają klasyczne metody.

<sup>11</sup> ciągle zawężanie przedziałów częstotliwości, w których wyznaczane są współczynniki wpływu atmosfery, prowadzi wręcz do wyzerowania rezydów

ZANIM przedstawione zostanie tytułowe wykorzystanie numerycznych modeli pogody, należy przedstawić pokrótce ich charakterystykę, a także możliwości ich stosowania przy wyznaczaniu atmosferycznych poprawek grawimetrycznych. Zostanie także zweryfikowana dokładność najważniejszego, z punktu widzenia tej rozprawy, parametru zawartego w modelach pogody — ciśnienia atmosferycznego. Ten rozdział nie dotyczy bezpośrednio wpływu atmosfery na przyspieszenie siły ciężkości. Mimo to jest niezbędny, aby pokazać, że stosowanie współczesnych modeli pogody jest uprawnione w zagadnieniach prezentowanych w tej rozprawie.

## 2.1 NUMERYCZNE MODELE POGODY

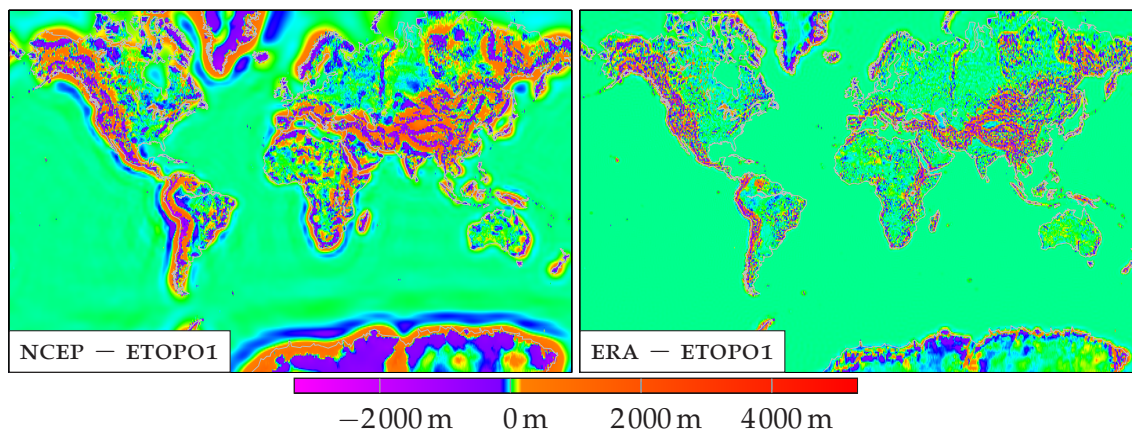
Moc obliczeniowa współczesnych komputerów pozwala na rutynowe, numeryczne modelowanie stanu atmosfery. W algorytmach obliczeniowych kombinowane są równania fizyczne wraz z ogromną liczbą obserwacji meteorologicznych (Kalnay i in., 1996). Geodeci szybko dostrzegli potencjał numerycznych modeli pogody w różnych aspektach swoich działań (np. Van Dam i in., 1997; Boy i in., 1998; Boehm i Schuh, 2004; Neumeyer i in., 2004; Böhm i in., 2007).

Obecnie wiele centrów meteorologicznych opracowuje modele pogody na podstawie różnych danych wejściowych i algorytmów. Różnią się one rozdzielczością czasową i przestrzenną, zasięgiem poziomym i pionowym, przeznaczeniem, a także całym szeregiem detali. Stąd wartości parametrów meteorologicznych w różnych modelach nie zawsze są jednakowe. Powoduje to, że przed ich wykorzystaniem niezbędne jest określenie rzędu tych różnic i ich wpływu na wyznaczone pośrednio wartości poprawek grawimetrycznych.

W prezentowanej rozprawie wykorzystano dane z dwóch wiodących ośrodków meteorologicznych — ECMWF oraz NCEP. Charakterystykę tych dwóch modeli zawiera tabela D.2.

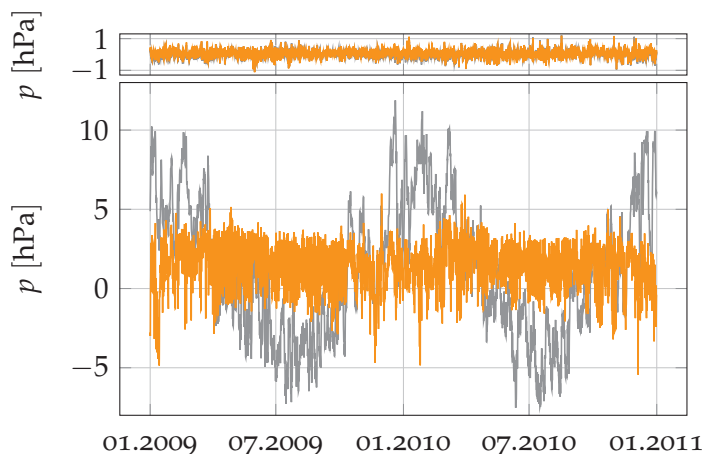
### 2.1.1 Topografia w numerycznych modelach pogody

W wielu zadaniach geodezyjnych, a także w wybranych zagadnieniach przedstawionych w rozprawie, wykorzystywane są powierzchniowe wartości parametrów meteorologicznych. Modele meteorologiczne często wykorzystują modele topograficzne o stosunkowo małej dokładności, aby uprościć rozwiązywanie równań stanu atmosfery. Rysunek 2.1 przedstawia różnice wysokości pomiędzy topografią zawartą w numerycznych modelach NCEP i ERA, oraz wysokorozdzielczym modelem ETOPO1. Większe rozbieżności w modelu NCEP wynikają z jego małej rozdzielczości przestrzennej. Jednak nawet w modelu ERA te różnice mogą się



Rysunek 2.1 – Topografia w numerycznych modelach pogody; różnice wysokości w stosunku do modelu ETOPO1

Rysunek 2.2 – Różnice ciśnienia atmosferycznego pomiędzy wartościami obserwowanymi a wyznaczonymi z modelu ERA dla stacji Okęcie (górny wykres) i stacji Kasprowy Wierch (dolny wykres); ciśnienie zostało przeniesione z poziomu topografii modelu na wysokość stacji bez (—) i z uwzględnieniem temperatury powierzchniowej (—)



gać kilku kilometrów. W skrajnych przypadkach różnice ciśnienia powodowane różnym poziomem odniesienia mogą sięgać kilkuset hektopaskali.

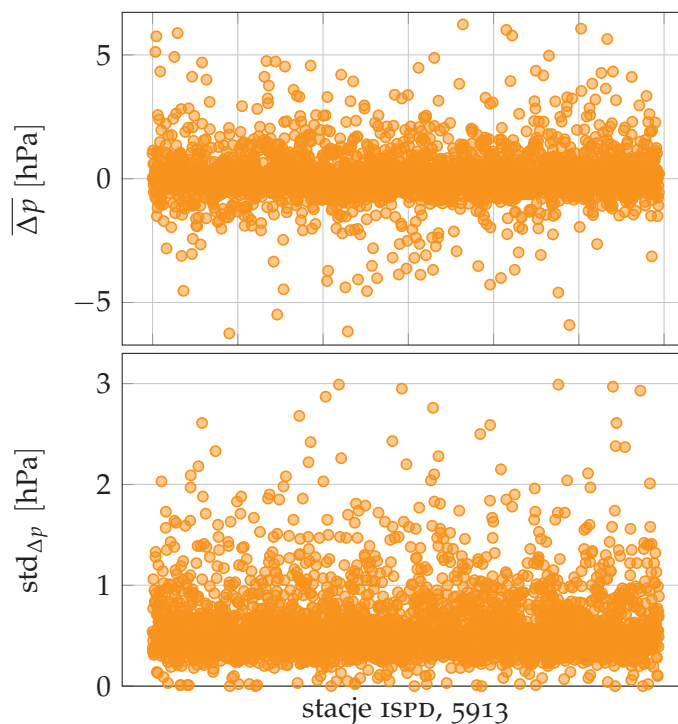
W rzeczywistości przedstawiany tutaj problem rzadko osiąga aż tak duże znaczenie. Skala barwna rysunku 2.1 jest nieliniowa i została tak dobrana, aby uwzględnić wszystkie wartości. Zazwyczaj różnice są rzędu setek metrów, a stanowiska grawimetryczne rzadko umiejscawiane są w miejscach o takiej zmiennej ekspozycji. Mimo wszystko stosowanie numerycznych modeli pogody, poza obszarami dużych równin, możliwe jest tylko i wyłącznie wtedy, kiedy dane topograficzne zostaną *wzmocnione* danymi z innych źródeł.

## 2.2 PORÓWNANIE MODELOWYCH WARTOŚCI CIŚNIENIA ATMOSFERYCZNEGO Z POMIARAMI METEOROLOGICZNYMI

W poprzednim punkcie pokazano, że mała dokładność topografii w modelach pogody dyskwalifikuje bezpośrednie porównania z danymi naziemnymi. Zakładając jednak, że atmosfera jest w stanie równowagi hydrostatycznej można wyprowadzić wzory barometryczne, które wiążą różnice ciśnienia atmosferycz-



Rysunek 2.3 – Średnia różnica wartości ciśnienia atmosferycznego pomiędzy wartościami obserwowanymi a obliczonymi z modelu ERA z uwzględnieniem rzeczywistej topografii i temperatury powierzchniowej dla stacji ISPD w latach 2009–2010



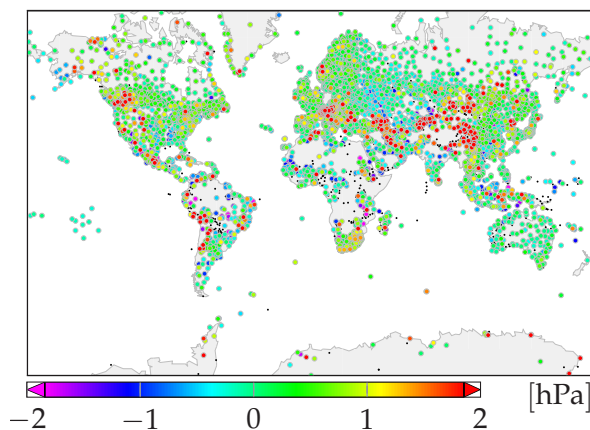
nego z różnicami wysokości<sup>1</sup>. Bardziej złożone zależności wykorzystują również wartości temperatury powierzchniowej. Rysunek 2.2 pokazuje różnice pomiędzy obserwowanymi a *przeniesionymi* na poziom obserwacji wartościami ciśnienia atmosferycznego z modelu ERA dla dwóch przykładowych stacji – Okęcie (wysokość 106 m n.p.m.) i Kasprowy Wierch (1989 m n.p.m.). W jednym z wariantów *przeniesienia* ciśnienia uwzględniono dodatkowo modelowe wartości temperatury powierzchniowej. W przypadku stacji nizinnej pojawia się doskonała zgodność<sup>2</sup>. W przypadku Kasprowego Wierchu te różnice są już większe, ale dalej na poziomie kilku hektopaskali (zwłaszcza jeżeli uwzględniona zostanie temperatura we wzorze barometrycznym). Porównując to do surowej różnicy rzędu stu hektopaskali jeszcze raz podkreślona zostanie konieczność uwzględniania rzeczywistej topografii w obliczeniach.

Podobne porównania przeprowadzone zostały dla kilku tysięcy stacji meteorologicznych dostępnych w bazie danych ISPD (rysunek 2.4). Wykorzystane zostały tylko te, które miały znaczącą liczbę obserwacji w latach 2009–2010. Z obliczeń odrzucone zostały także obserwacje wyraźnie odstające. Średnia różnica ciśnienia (po *przeniesieniu* wartości ciśnienia z modelu ERA na poziom ETOPO1) rzadko jest większa niż kilka hektopaskali (średnia ze wszystkich stacji 0,1 hPa z odchyleniem standardowym 0,9 hPa), a odchylenie standardowe rzadko przekracza jeden hektopaskal (średnia z wszystkich stacji 0,6 hPa z odchyleniem standardowym 0,3 hPa). Rysunek 2.4 przedstawia graficzne rozmieszczenie średniej wartości

<sup>1</sup> podana wcześniej zależność 1.3, a także gotowe wzory podane w rozdziale 4 (np. 4.13)

<sup>2</sup> część obserwacji ze stacji naziemnych jest wykorzystywana jako dane wejściowe w modelach atmosferycznych; stąd takie jednostkowe porównanie nie może być traktowane jako weryfikacja modelu; w dalszej części (rysunek 2.3) przedstawione są statystyki dla większej liczby stacji

Rysunek 2.4 – Średnia różnica ciśnienia pomiędzy obserwowanymi wartościami ciśnienia atmosferycznego a wartościami w modelu ERA przeniesionymi na poziom topografii ETOPO1; stacje meteorologiczne dostępne w bazie danych ISPD (5913 stacji); obliczenia dla lat 2009–2010; małe czarne kropki oznaczają stacje nieuwzględnione w obliczeniach z powodu względnie niewielkiej liczby obserwacji lub dużej liczby obserwacji odstających (825 stacji)

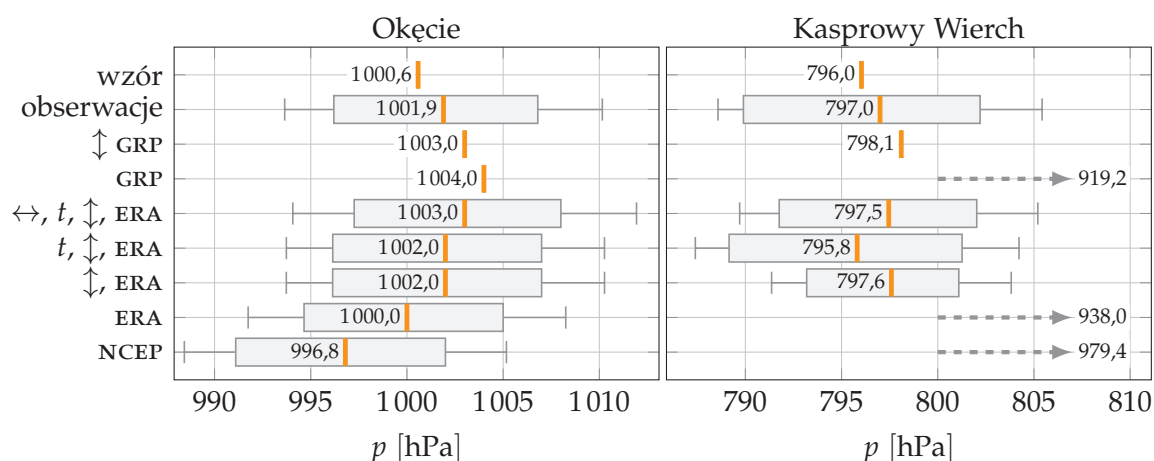


różnicy ciśnienia. Widać, że są one największe w terenach górskich i obszarach arktycznych.

### 2.2.1 Możliwość wykorzystania wartości ciśnienia atmosferycznego z numerycznych modeli pogody

Przedstawione na rysunkach 2.3 i 2.4 wartości wskazują numeryczne modele pogody jako wiarygodne źródło danych meteorologicznych w kontekście wyznaczania atmosferycznych poprawek grawimetrycznych. Okazuje się także, że w większości prac grawimetrycznych dane modelowe po odpowiednim opracowaniu mogą zastąpić lokalnie mierzone ciśnienie atmosferyczne. Zatem mogą służyć również do obliczania poprawek grawimetrycznych klasyczną metodą przedstawioną w rozdziale 1. Oczywiście wszystkie balistyczne grawimetry wyposażone są w barometry, które rejestrują wartości ciśnienia z dokładnościami dziesiątej części hektopaskala. Te właśnie punktowo mierzone wartości mają pierwszeństwo, jednak modele pogody mogą mieć istotne znaczenie, gdy z jakichś powodów bezpośrednich pomiarów zabraknie. Mogą odegrać też pośrednią rolę w przypadku problemów związanych z ujednoczeniem *atmosferycznego poziomu odniesienia*, gdy w pomiarach grawimetrycznych wykorzystywane są, wzajemnie nieskalibrowane lub obciążone błędami systematycznymi, barometry.

Z drugiej strony w najbardziej precyzyjnych pomiarach grawimetrycznych niepewność wartości ciśnienia atmosferycznego na poziomie trzech hektopaskali powoduje dodatkową niepewność przyspieszenia siły ciężkości rzędu jednego mikrogala. Z tego powodu w obliczeniach wykorzystujących przestrzenny rozkład mas atmosferycznych, gdy jest do dyspozycji model pogody o małej dokładności lub rozdzielczości przestrzennej, można zastępować modelowe wartości ciśnienia przez wartości pochodzące z bezpośredniego pomiaru. Takie postępowanie byłoby również wskazane, gdyby badane były sygnały grawimetryczne o okresach krótszych niż rozdzielczość czasowa modeli meteorologicznych. Pomiarów meteorologicznych łatwo mogą posłużyć do interpolacji czasowej wartości modelowych, które zwyczajowo podawane są w odstępach sześciogodzinnych.



Rysunek 2.5 – Porównanie modelowego ciśnienia odniesienia z wartościami średnimi z modeli pogody i obserwacji meteorologicznych dla dwóch stacji — Okęcie i Kasprowy Wierch; lewa i prawa krawędź pudełek oznaczają odpowiednio pierwszy i trzeci kwartyl, odległość pomiędzy wąsami podwojoną wartość odchylenia standardowego, a pionową kreską zaznaczona jest mediana lub konkretna wartość; pozostałe oznaczenia i symbole są wyjaśnione w tekście

### 2.3 PROBLEM CIŚNIENIA ODNIESIENIA

Rozpatrując dokładności i trudności związane z wykorzystaniem numerycznych modeli pogody w zagadnieniach grawimetrycznych konieczne jest jasne określenie problemu związanego z ciśnieniem odniesienia. We wszystkich rozważaniach w tej rozprawie istotne są *zmiany* ciśnienia atmosferycznego. Natomiast nigdzie definitywnie nie jest wskazane, jakie wartości odniesienia powinny być używane. Zwyczajowo wykorzystywana jest wartość ciśnienia dla atmosfery standardowej na zadanej wysokości nad poziomem morza obliczona ze wzoru barometrycznego (IGC, 1988). Problemem jest to, że taka wartość nie zawsze jest zgodna z wartością średnią dla danej stacji. Z tego powodu różne nominalne wartości mogą być wykorzystane w przypadku redukcji pomiarów grawimetrycznych.

Rysunek 2.5 przedstawia *skalę* problemu. Pokazane są różne wartości ciśnienia odniesienia dla dwóch stacji, obliczone w różny sposób. Wartości wyznaczone ze wzoru barometrycznego (oznaczone na wykresie jako wzór) mogą różnić się od średniej z dwóch lat pomiarów meteorologicznych (obserwacje)<sup>3</sup>. Z tego powodu istnieją różne koncepcje związane z utworzeniem odpowiedniego poziomu odniesienia ciśnienia atmosferycznego (Böhm i in., 2007, 2008), jako uśrednianie wartości obserwowanych lub modelowych przy uwzględnieniu różnych czynników. W tej pracy wykorzystywany jest model ciśnienia odniesienia GRP (Schuh i in., 2010). Rozdzielczość przestrzenna tego modelu nie jest w stanie oddać rzeczywistej topografii. Stąd na rysunku zaznaczone są również wartości *przeniesione* na wysokość stanowiska (↕). Znaczenie tego efektu jest szczególnie wyraźne w przypadku Kasprowego Wierchu. Uśrednianie wartości modelowych (ERA, NCEP) dla tego samego okresu (lata 2009–2010) również daje inne wartości ciśnie-

<sup>3</sup> uśrednianie z dłuższych okresów również daje podobne rozbieżności

nia odniesienia. *Przeniesienie* tych wartości z wysokości modelu pogody na teren czy dodatkowo uwzględnienie temperatury powierzchniowej ( $t$ ) niekoniecznie przybliży nas do pozostałych wartości. Rozszerzenie analiz na dłuższy okres ( $\leftrightarrow$ , lata 2000–2010) wprowadza dodatkową niejednoznaczność.

Różnice wartości ciśnienia odniesienia mogą powodować istotne błędy systematyczne atmosferycznych poprawek grawimetrycznych. Ta rozprawa nie wskazuje kategorycznie, które z tych wartości należy przyjmować — zagadnienie to zasługuje na oddzielną obszerną pracę. Ponadto przedmiotem opracowania są poprawki atmosferyczne w ujęciu różnicowym. Istotne jest tylko, aby konsekwentnie stosować raz przyjętą wartość, zarówno dla szeregów czasowych obserwacji grawimetrycznych dla jednej stacji obserwacyjnej, jak także dla wszystkich porównywanych stacji. W tej pracy ta zasada jest realizowana, a za ciśnienie odniesienia przyjęto model GRP. Ewentualne porównywanie rezultatów z innymi pracami ma sens tylko w ujęciu różnicowym.

Przedstawione w dalszych rozdziałach nieliniowe efekty związane z temperaturą czy topografią (rozdział 4) mają drugorzędne znaczenie i wymagają tylko przybliżonej wartości ciśnienia odniesienia.

## EFEKT DEFORMACYJNY

**Z**IEMIA nie jest sztywna, a obciążenia skorupy ziemskiej powodują jej uginanie. Wielkoskalowe zmiany powierzchniowego ciśnienia atmosferycznego pośrednio uwidaczniają się w obserwowanych zmianach przyspieszenia siły ciężkości. Charakter oraz wielkość tych zmian zostaną szczegółowo przedstawione w tym rozdziale.

## 3.1 OPIS ZJAWISKA

Oddziaływanie grawitacyjne ciał zewnętrznych, zmienna prędkość i położenie osi obrotu Ziemi oraz transport mas w układzie ziemskim powodują okresowe zmiany kształtu i rozmiarów Ziemi. Są to subtelne efekty. Niemniej jednak, od kilkudziesięciu lat, można je obserwować. Doprowadziło to również do zmiany definicji pojęcia geodezji jako nauki, zajmującej się nie tylko badaniem kształtu i rozmiarów Ziemi, lecz także zmianami tych wielkości (por. np. Helmert, 1880 i Plag i in., 2009).

*Efekty obciążeniowe*

Obecnie ważnym zagadnieniem badawczym w geodezji są efekty obciążeniowe, związane z deformacjami skorupy ziemskiej pod wpływem zmian rozkładu mas atmosfery i hydrosfery (Luzum i Petit, 2012). Pierwsze teoretyczne prace dotyczące wpływu mas atmosferycznych na deformacje skorupy ziemskiej powstały już w XIX wieku (Darwin, 1882), jednak intensywne studia nad tym zjawiskiem zaczęły się wraz z rozwojem satelitarnych i kosmicznych technik geodezyjnych.

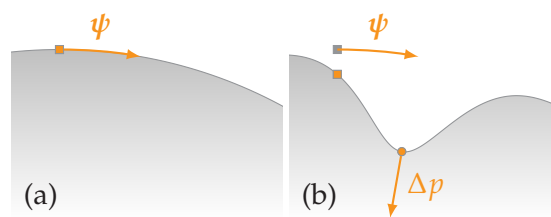
Obciążenia uwidaczniają się w obserwacjach pozycyjnych. Zmiany wysokości stacji mogą sięgać nawet kilkunastu centymetrów w przypadku obciążeń atmosferycznych (np. Van Dam i in., 1994) i obciążeń powodowanych przez hydrosferę lądową (Van Dam i in., 2001). Zjawiska te również widoczne są w obserwacjach satelitarnych misji grawimetrycznych (m. in. GRACE) jak i w naziemnych pomiarach grawimetrycznych (Spratt, 1982; Van Dam i in., 2001)<sup>1</sup>.

*Obciążenia atmosferyczne*

Wpływ zmian ciśnienia na wysokość stacji przedstawiona jest w oparciu o schematyczną ilustrację. Rysunek 3.1 pokazuje deformację skorupy ziemskiej na skutek dodatkowych mas atmosferycznych (a – sytuacja pierwotna, b – deforma-

<sup>1</sup> charakterystykę efektów obciążeniowych dla Polski można znaleźć w pracach Rajner i Liwosz, 2011; Rajner i in., 2012; Rajner, 2012

Rysunek 3.1 – Obciążeniowe deformacje skorupy ziemskiej; punktowe obciążenie skorupy ziemskiej (•) w odległości sferycznej  $\psi$  od stacji (pierwotne – ■, i wtórne – ■ położenie stacji)



cja Ziemi wywołana przez punktowe obciążenie skorupy)?<sup>2</sup> Zmiany wysokości są największe bezpośrednio pod obciążeniem. Ponieważ skorupa jest ciągła, stanowisko obserwacyjne w pewnej odległości sferycznej ( $\psi$ ) również się przemieści. Całkowity efekt deformacyjny będzie oczywiście wymagał znajomości powierzchniowego rozkładu ciśnienia oraz rozmieszczenia lądów i oceanów (inna reakcja kontynentów i oceanów na obciążenia).

### 3.2 MATEMATYCZNY OPIS ZJAWISKA

Deformacje skorupy pod wpływem obciążeń atmosferycznych można traktować jako zjawisko elastyczne, czyli każdej *akcji* zmiany ciśnienia będzie towarzyszyła natychmiastowa *reakcja* skorupy ziemskiej. Jest to uprawnione podejście biorąc pod uwagę skalę czasową zmian ciśnienia atmosferycznego<sup>3</sup>. Efekt deformacyjny jest złożeniem wpływu zmiany wysokości stacji oraz zmiany rozkładu mas, które wynikają z deformacji Ziemi.

Potencjał grawitacyjny wytwarzany przez elementarną masę ( $dm$ ) na powierzchni Ziemi (o promieniu  $R_z$ ) w zadanej odległości sferycznej od stacji ( $\psi$ ) wyraża się wzorem

$$dV = G dm R_z^{-1} \sum_{n=0}^{\infty} P_n(\cos \psi). \quad (3.1)$$

Wykorzystując właściwość wielomianów Legendre'a ( $P$ ) oraz formalizm obciążeniowych liczb Love'a, a także uwzględniając stałą grawitacji ( $G$ ) i zależności

$$dm = \frac{p}{g_0} ds \quad \text{oraz} \quad g_0 = \frac{G M_z}{R_z^2}, \quad (3.2)$$

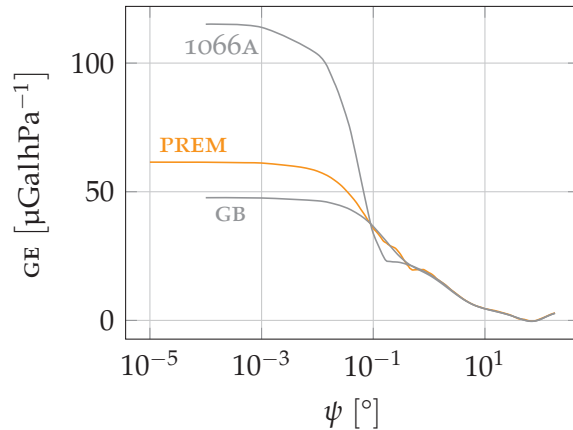
można zapisać za Farrellem (1972)

$$\Delta g_e = \frac{1}{M_z} \iint_{\text{Ziemia}} p(\varphi, \lambda, t) \sum_{n=0}^{\infty} (2h'_n - (n+1)k'_n) P_n(\cos \psi) ds. \quad (3.3)$$

Całkowity efekt deformacyjny ( $g_e$ ) dla konkretnej stacji obserwacyjnej zależy od chwilowego rozkładu ciśnienia ( $p$ ), które jest całkowane względem całej

- 2 analogicznie zmniejszenie ciśnienia powoduje *odprężenie* skorupy ziemskiej i efekty deformacyjne będą miały przeciwny znak
- 3 wszelkie efekty związane z lepkością płaszczka są istotne w przypadku procesów trwających setki i tysiące lat (np. izostazja)

Rysunek 3.2 – Funkcje Greena dla pośredniego efektu deformacyjnego w obserwacjach grawimetrycznych dla różnych modeli Ziemi w zależności od odległości sferycznej pomiędzy obciążeniem a stacją [normalizacja:  $10^5 \cdot \psi \cdot 2\pi R_z^2(1 - \cos 1^\circ)$ ]



powierzchni Ziemi ( $ds$  oznacza element powierzchni,  $M_z$  masę Ziemi,  $g_0$  średnie przyspieszenie siły ciężkości na powierzchni Ziemi). Właściwości mechaniczne Ziemi są uwikłane w obciążeniowych liczbach Love'a kolejnych stopni ( $n$ ). W równaniu 3.3,  $h'$  i  $k'$  odpowiadają za wpływ zmiany wysokości stacji oraz odpowiednio zmian rozkładu mas na obserwowane zmiany przyspieszenie siły ciężkości.

### 3.2.1 Deformacyjne funkcje Greena

Zastosowanie równania 3.3 wymaga, żeby rozkład ciśnienia atmosferycznego był w postaci funkcji harmonicznych sferycznych. Tworzy to problemy w przypadku nieciągłości źródła obciążenia (np. na granicy ląd/ocean w hipotezie IB, zob. p. 3.3.5). Inną metodą (równoważną matematycznie) jest wykorzystanie funkcji Greena (GE), które określają wpływ mas punktowych na zmianę przyspieszenia siły ciężkości w zależności od odległości od stacji (Longman, 1962, 1963),

$$GE(\psi) = \frac{1}{M_z} \sum_{n=0}^{\infty} (2h'_n - (n+1)k'_n) P_n(\cos \psi). \quad (3.4)$$

Sumowanie tego nieskończonego szeregu jest oddzielnym problemem matematycznym, którego rozwiązanie można znaleźć w literaturze (Farrell, 1972; Guo i in., 2004). Ostateczne równanie

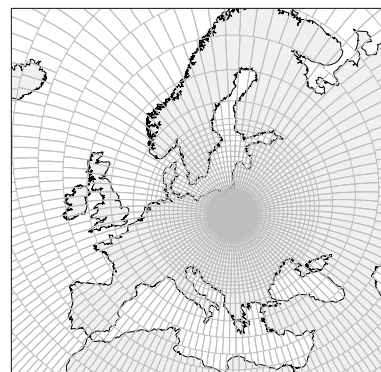
$$\Delta g_e = \iint_{\text{Ziemia}} GE(\psi) p(\varphi, \lambda, t) ds, \quad (3.5)$$

jest prostsze do zastosowania pod względem praktycznym.

Wartości obciążeniowych funkcji Greena dla pośredniego efektu deformacyjnego w obserwacjach grawimetrycznych przedstawia rysunek 3.2<sup>4</sup>. Do porównania wybrano różne modele budowy Ziemi<sup>5</sup>, tj. model Gutenberga-Bullena

<sup>4</sup> w niniejszej pracy stosowana jest normalizacja funkcji Greena podana przez Merriama (1992) zarówno dla efektu deformacyjnego jak i efektu grawitacyjnego (punkt 4.2.3); wyjaśnienie to jest istotne, jako że w pracach dotyczących efektów obciążeniowych zazwyczaj stosowana jest normalizacja podana przez Farrella (1972) [ $10^{18} \cdot \psi \cdot R_z$ ]

<sup>5</sup> podane przy modelach cytowania oznaczają źródła wartości poszczególnych funkcji Greena



Rysunek 3.3 – Schemat podziału powierzchni Ziemi wokół stanowiska przy obliczaniu efektu deformacyjnego

(GB, Farrell, 1972), model 1066A (Matsumoto i in., 2001) oraz PREM (Merriam, 1992). Wpływ różnic wartości funkcji Greena, które są znaczące tylko dla małych odległości sferycznych, zostanie określony w punkcie 3.3.1.

### 3.2.2 Obliczanie efektu deformacyjnego

Numeryczne wykorzystanie wzoru 3.5 polega na podzieleniu powierzchni Ziemi na skończoną liczbę elementów ( $n$ ). Dla każdej z figur sferycznych należy określić ciśnienie ( $p_i$ ), odległość sferyczną od stacji ( $\psi$ , dla której znajduje się odpowiednia wartość funkcji Greena) oraz pole powierzchni figury ( $s_i$ ). Całkowanie numeryczne sprowadza się do sumowania wpływu wszystkich elementów

$$\Delta g_e = \sum_{i=1}^n GE(\psi) p_i s_i. \quad (3.6)$$

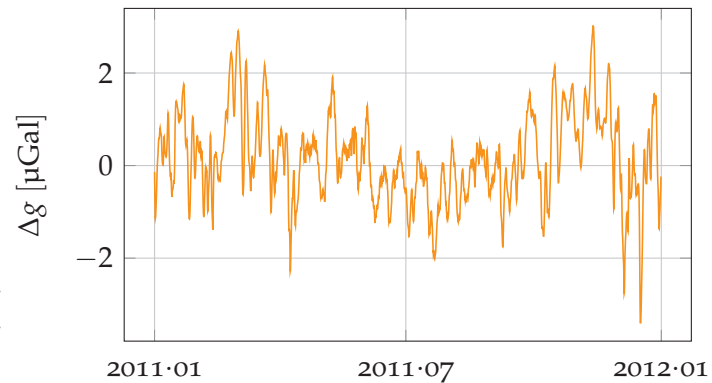
W obliczeniach wykorzystano podział na segmenty sferyczne utworzone przez linie stałych odległości sferycznych i linie geodezyjne wychodzące ze stacji (rysunek 3.3). Ze względu na duży wpływ bliskich stref, a także na szybką zmienność funkcji Greena dla małych odległości sferycznych podział musi być dostatecznie gęsty, aby zminimalizować błędy numeryczne wynikające z zamiany całkowania na sumowanie. Dobór przedziałów odległości i różnic azymutów w obliczeniach został określony na podstawie testów numerycznych (Rajner, 2014, patrz też dodatek E). Rysunek 3.3 przedstawia podział powierzchni Ziemi przy obliczaniu efektu deformacyjnego w Józefosławiu. W zależności od potrzeb (np. uwzględnienie hipotezy IB dla stacji nadbrzeżnych) liczba segmentów zawiera się w granicach od kilku do kilkudziesięciu tysięcy.

Goad (1980) zaproponował wykorzystanie scałkowanych funkcji Greena ( $GE_i$ ). Jest to *numerycznie wygodna* metoda. Wymaga zdefiniowania zakresów odległości sferycznych, w których wartości Greena są całkowane. Jeżeli

$$GE_i = R_z^2 \int_{\psi_i}^{\psi_{i+1}} GE(\psi) \sin \psi d\psi, \quad (3.7)$$



Rysunek 3.4 – Szereg czasowy wartości efektu deformacyjnego dla Józefosławia



gdzie  $R_z$  oznacza promień Ziemi, to efekt deformacyjny obliczyć można odpowiednio,

$$\Delta g_e = \sum_{i=1}^n GE_i(\psi) p_i. \quad (3.8)$$

Matematyczne sposoby określania wyrażenia podcałkowego można znaleźć w pracy Agnew (1996). Testy wykazały zgodność wyników przy użyciu scałkowanych funkcji Greena z metodą opierającą się na równaniu 3.6, a jedyną zaletą jest zysk obliczeniowy (mniejsza liczba operacji).

### 3.2.3 Wartości efektu deformacyjnego

Opis zjawiska wpływu obciążeń atmosferycznych na wyniki grawimetryczne będzie kompletny, jeżeli zostaną przedstawione także wartości tego zjawiska. W oparciu o równanie 3.6, funkcje Greena dla modelu PREM oraz rozkład ciśnienia powierzchniowego z modelu ERA (patrz załącznik D) policzony został szereg czasowy efektu deformacyjnego dla Józefosławia (rysunek 3.4, zakładając hipotezę odwróconego barometru, której znaczenie jest przedstawione w 3.3.5). Rozpiętość wyznaczeń sięga 6–7  $\mu\text{Gal}$ . Jest to znacząca wielkość świadcząca o istotności efektu opisywanego w tym rozdziale.

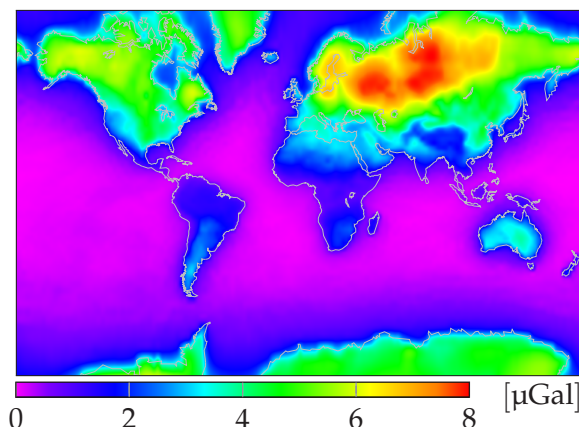
Rysunek 3.5 jest jeszcze bardziej wymowny. Pokazuje on rozkład przestrzenny rozpiętości<sup>6</sup> wartości efektu deformacyjnego w roku 2011. Największe zmiany efektu deformacyjnego są na umiarkowanych i dużych szerokościach geograficznych, tzn. tam gdzie zmiany ciśnienia atmosferycznego są największe. Wyraźnie widoczny związek wartości efektu deformacyjnego z rozkładem mórz i oceanów zostanie szczegółowo omówiony w punkcie 3.3.5.

## 3.3 OKREŚLENIE WPLYWU RÓŻNYCH CZYNNIKÓW NA WARTOŚCI EFEKTU DEFORMACYJNEGO

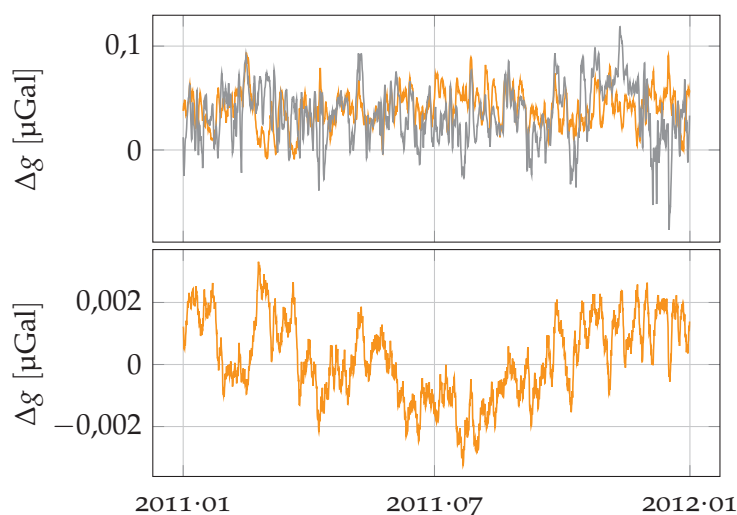
Wyznaczanie wpływu deformacji skorupy ziemskiej wywoływanej przez obciążenia atmosferyczne na zmiany przyspieszenia siły ciężkości, zależy od przyjętej

<sup>6</sup> różnica wartości maksymalnej i minimalnej (uwzględniając znak) dla każdego z punktów mapy z całego szeregu czasowego w rozpatrywanym okresie

Rysunek 3.5 – Rozpiętość wartości efektu deformacyjnego obliczona na podstawie danych z modelu ERA w roku 2011



Rysunek 3.6 – Różnice efektu deformacyjnego w zależności od użytych funkcji Greena; górny wykres – różnice wartości efektu deformacyjnego w zależności od użytych modeli budowy Ziemi (GB – PREM, —; 1066A – PREM, —); dolny przedstawia różnice  $PREM_A - PREM$  (patrz wyjaśnienia w tekście)



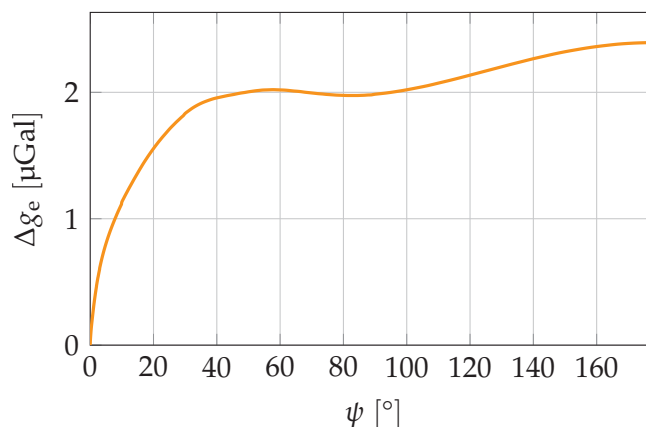
strategii obliczeniowej, a także użytych danych. Prezentowane poniżej wyniki obliczeń dają odpowiedź na znaczenie poszczególnych elementów, a także wskazują, które z nich są istotne w kontekście redukcji obserwacji grawimetrycznych.

### 3.3.1 Dobór modelu budowy Ziemi

W obliczaniu efektów deformacyjnych stosuje się sferyczne, nie obracające się, izotropowe, elastyczne modele budowy Ziemi (SNREI). W modelach tych właściwości mechaniczne zmieniają się tylko w zależności od odległości od środka Ziemi. Dodanie subtelnych efektów związanych z ruchem obrotowym Ziemi czy lepkością płaszcza powoduje różnice w wartościach funkcji Greena rzędu 2–3% (Pagiatakis, 1990; Jentzsch, 1997). Uwzględnianie anizotropii znacznie komplikuje wykorzystanie takich modeli w obliczeniach, ale nie wpływa znacząco na wyniki<sup>7</sup>. Przywołując rząd wartości efektu deformacyjnego (rysunek 3.4) można stwierdzić, że kilkuprocentowe błędy wynikające z modeli budowy Ziemi są nieistotne. Rysunek 3.6 przedstawia różnice szeregu czasowego efektu deformacyjnego dla Józefosławia, obliczone na podstawie funkcji Greena dla modelu GB oraz 1066A

<sup>7</sup> w przypadku efektów grawimetrycznych czy pozycyjnych; w obserwacjach klinometrycznych czy badaniu naprężeń w skorupie modele SNREI mogą być zbyt dużym uproszczeniem

Rysunek 3.7 – Wpływ deformacji skorupy ziemskiej na zmiany przyspieszenia siły ciężkości w zależności od zasięgu zmian ciśnienia atmosferycznego; zastosowano jednorodne obciążenie równe 10 hPa



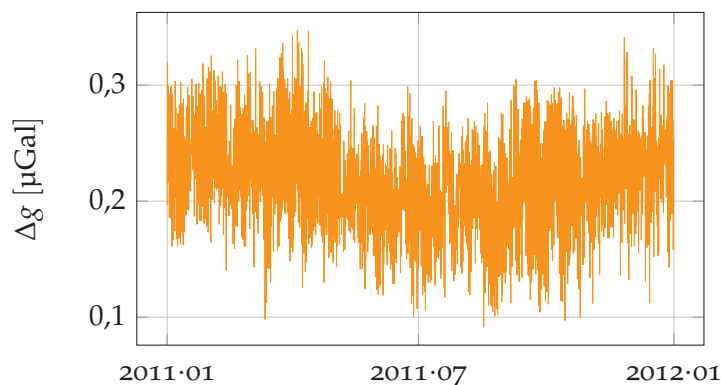
względem obliczonych na podstawie modelu PREM. Wyniki pokazują, że różnice są na poziomie dziesiątych części  $\mu\text{Gala}$ . Jest to zgodne z oszacowaniami przedstawianymi dla obciążeniowych efektów geometrycznych (Van Dam i in., 2003).

Guo i in. (2004) wskazali różnice w funkcjach Greena w przypadku obciążeń powierzchniowych (traktowanych jako cienka warstwa, np. obciążenia płytami oceanicznymi, masami hydrosfery) w porównaniu do obciążeń atmosferycznych. Wiąże się to z rozróżnieniem efektu związanego z naciskiem i grawitacyjnym wpływem mas atmosfery na deformacje Ziemi. To ostatnie zjawisko zależy również od temperatury powierzchniowej, co wiąże się ze zmiennym pionowym rozkładem mas atmosferycznych. Szczegóły można znaleźć w cytowanej publikacji, natomiast w tym punkcie przedstawione są wyniki obliczeń przy wykorzystaniu ciśnienia i temperatury z modelu ERA (rysunek 3.6, dolny wykres). Atmosferyczne obciążeniowe funkcje Greena dla efektu deformacyjnego w grawimetrii określone są w podpisie do rysunku 3.6 jako  $\text{PREM}_A$ . Różnice wyników ( $\text{PREM}_A - \text{PREM}$ ) na poziomie nGali świadczą, że tak zaawansowane teorie dotyczące efektów obciążeniowych nie mają jeszcze praktycznego znaczenia.

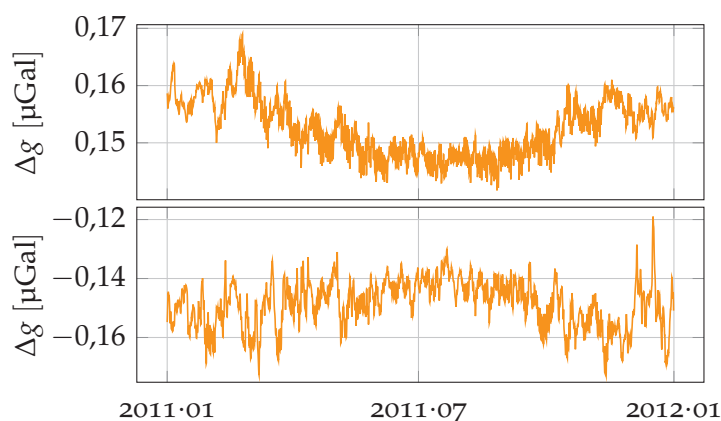
### 3.3.2 Zasięg uwzględniania zmian ciśnienia atmosferycznego

Uwzględnienie wypadkowego efektu deformacyjnego wymaga scałkowania wpływu wszystkich mas atmosferycznych (wzór 3.6). Jest to proces *kosztowny numerycznie*, stąd sprawdzeniu poddany został zasięg obszaru, który należy uwzględniać w obliczeniach. Wartości funkcji Greena (rysunek 3.2) wskazują, że decydujące znaczenie mają masy atmosfery w bezpośrednim sąsiedztwie stacji. Duże powierzchnie dla dalszych odległości sferycznych prowadzą do konkluzji, że precyzyjne obliczenia muszą być prowadzone dla całej Ziemi. Rysunek 3.7 pokazuje wpływ czaszy sferycznej na efekt deformacyjny (zakładając jednorodną zmianę ciśnienia) w zależności od odległości sferycznej od stacji. Obszar do  $50^\circ$  od stacji jest tutaj najistotniejszy, jednak również bardziej odległe obszary nie mogą zostać pominięte.

Rysunek 3.8 – Różnice wartości efektu deformacyjnego w zależności od przyjętego numerycznego modelu pogody; różnice pomiędzy wartościami obliczonymi na podstawie modeli ERA i NCEP dla Józefostawia



Rysunek 3.9 – Różnice pomiędzy wartościami efektu deformacyjnego obliczonego na podstawie ciśnienia atmosferycznego przeliczonego na wysokość modelu ETOPO1 a wartościami obliczonymi na podstawie ciśnienia bezpośrednio zawartego w numerycznym modelu pogody ERA dla Józefostawia (górny wykres) i Rysów (dolny)



### 3.3.3 Źródła danych atmosferycznych

Niewątpliwie jednym z głównych czynników wpływających na wyznaczanie efektu deformacyjnego jest dokładność wykorzystywanych danych atmosferycznych. Przedstawione zostały wyniki dla dwóch różnych modeli pogody, czyli NCEP oraz ERA<sup>8</sup>. Oba z tych modeli różnią się znacznie, szczególnie rozdzielczością (odpowiednio  $2,5^\circ \times 2,5^\circ$  oraz  $0,25^\circ \times 0,25^\circ$ ). Różnice te w przypadku liczenia efektu deformacyjnego mają mniejsze znaczenie<sup>9</sup> (rysunek 3.8). Wynika to z dyskusji przedstawionej w punkcie 3.3.2. W obliczeniach istotne są duże obszary, zatem różnice parametrów meteorologicznych w różnych modelach uśredniają się. Same różnice mają raczej charakter przypadkowy i są na poziomie zaledwie  $0,1 - 0,2 \mu\text{Gala}$ .

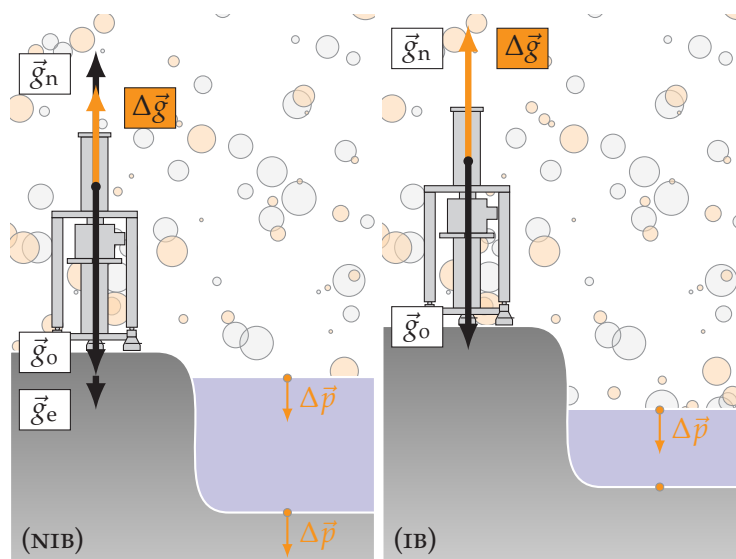
### 3.3.4 Uwzględnienie topografii modeli pogody

W rozdziale 2 przedstawiono problemy związane z mało dokładnymi modelami topografii wykorzystywanymi w numerycznych modelach pogody. Rzeczywiste obciążenie masami atmosferycznymi jest inne niż to bezpośrednio *zaszyte* w danych powierzchniowych modelu pogody. Aby określić wpływ tej rozbieżności efekt deformacyjny został obliczony na podstawie wartości ciśnienia atmosferycznego *przeniesionych* na wysokości modelu ETOPO1. Wyniki przedstawione zostały

<sup>8</sup> szczegóły dotyczące danych znajdują się w załączniku D

<sup>9</sup> inaczej niż przy efekcie grawitacyjnym

Rysunek 3.10 – Schemat wyjaśniający wpływ hipotezy NIB i IB na obserwowane przyspieszenie siły ciężkości; oznaczenia jak na rysunku 2, wyjaśnienia w tekście



na rysunku 3.9, zarówno dla stacji nizinnej (Józefosław) jak i położonej w górach (Rysy). Różnice są bardzo małe. Wynika to z tego, że na efekt deformacyjny wpływają wielkoskalowe zmiany ciśnienia. Inaczej jest to w przypadku efektu grawitacyjnego, który zostanie przedstawiony w rozdziale 4.

### 3.3.5 Wpływ mórz i oceanów na wartość efektu deformacyjnego

Lapidarne wprowadzenie we wstępie rozdziału, dotyczące różnych hipotez reakcji mórz i oceanów na zmiany ciśnienia atmosferycznego, a tym samym na wartości efektu deformacyjnego, zostanie tutaj rozszerzone. Określony zostanie także wpływ *wymuszenia* prawa zachowania masy nad oceanami w hipotezie odwróconego barometru, oraz wpływ konkretnego morza zamkniętego — Bałtyku.

#### Hipoteza odwróconego barometru

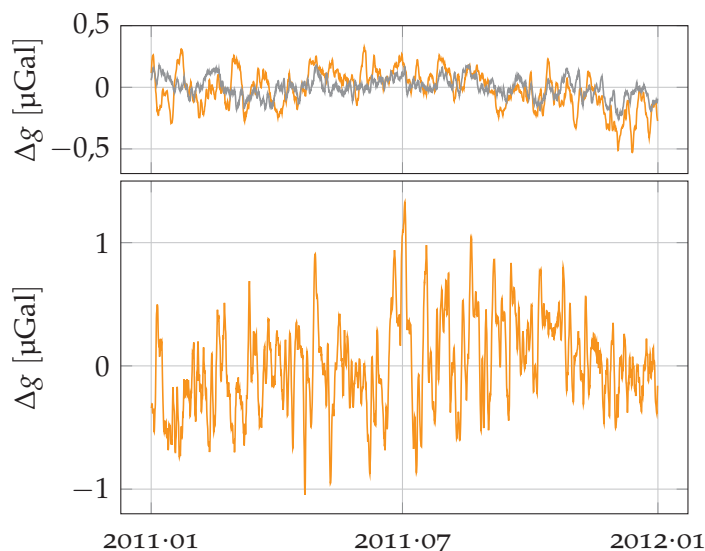
Hipotezę odwróconego barometru (IB) sugerowano już w XIX wieku<sup>10</sup>. Jest ona obecnie powszechnie wykorzystywana w oceanografii oraz redukcjach obserwacji altimetrii satelitarnej (Wunsch i Stammer, 1997). Model IB (rysunek 3.10) zakłada, że ocean reaguje na zmiany ciśnienia ( $\Delta p$ ) poprzez zmianę wysokości powierzchni wód ( $\Delta h_w$ ) według zależności

$$\Delta h_w = -\Delta p_a (\rho_w g_o)^{-1}, \quad (3.9)$$

gdzie  $g_o$  oznacza średnie przyspieszenie siły ciężkości Ziemi, natomiast  $\rho_w$  gęstość wody morskiej. Oznacza to, że na każdy 1 mbar wzrostu ciśnienia obserwowane jest obniżenie poziomu oceanu o  $\sim 1$  cm. W kontekście efektów deformacyjnych istotne jest, że pomimo zmian ciśnienia atmosferycznego nad powierzchnią oceanów, ciśnienie na dnie pozostaje bez zmian. Zmiany ciśnienia nad oceanami nie wpływają na składową deformacyjną zmiany przyspieszenie siły ciężkości

<sup>10</sup> sama nazwa pochodzi z lat 20 XX wieku (Wunsch i Stammer, 1997)

Rysunek 3.11 – Wpływ przyjętej hipotezy dotyczącej reakcji oceanów na zmiany ciśnienia atmosferycznego na wartości efektu deformacyjnego (różnica NIB – IB) w Józefostawiu (—, górny wykres), Nowosybirsku (—, górny wykres) i Concepción (dolny wykres)



wywoływaną przez atmosferę. Tylko kontynentalne zmiany ciśnienia są brane pod uwagę w obliczeniach<sup>11</sup>.

Pomimo nadzwyczajnej prostoty, model IB dobrze odpowiada rzeczywistej reakcji oceanów na zmiany przyspieszenia siły ciężkości (Wunsch i Stammer, 1997). Rozbieżności obserwuje się dla zmian krótkookresowych (poniżej dwóch dni), mórz zamkniętych, a także obszarów tropikalnych. Boy i Lyard (2008) analizowali wpływ odstępstw wysokorozdzielczego modelu oceanicznego od modelu IB na rezydua obserwacji grawimetrycznych. Znacząca poprawa dotyczyła tylko stacji położonych blisko oceanów podczas silnych sztormów. Dlatego w tej pracy, o ile nie będzie to zaznaczone, obliczenia i przykłady wykorzystują model IB<sup>12</sup>.

#### *Hipoteza nieodwróconego barometru*

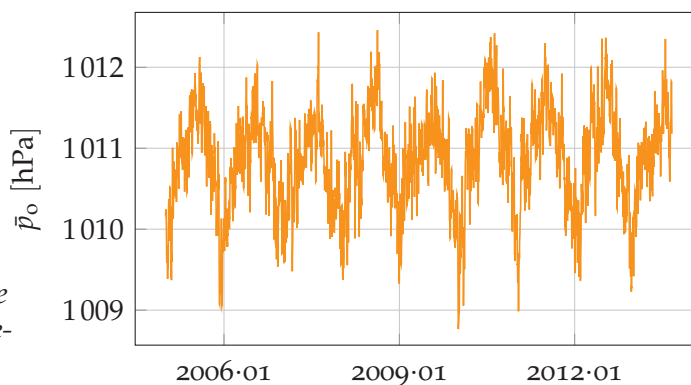
W hipotezie nieodwróconego barometru (NIB) zakłada się, że zmiany ciśnienia nad powierzchnią oceanów ( $\Delta p$ ) są całkowicie przenoszone na powierzchnie dna oceanicznego, co przyczynia się do deformacji skorupy ziemskiej, a pośrednio do zmian obserwowanego przyspieszenia siły ciężkości (rysunek 3.10). Ten model nie znajduje zastosowania w przypadku otwartych oceanów, natomiast jest standardowo wykorzystywany dla wielkich jezior i mórz zamkniętych.

#### *Porównanie efektu deformacyjnego dla modelu IB i NIB*

Modele odwróconego i nieodwróconego barometru, jako dwie skrajne możliwości, stanowią klamrę dla rzeczywistych reakcji oceanu na zmiany ciśnienia atmosferycznego.

<sup>11</sup> o tym czy dany segment jest włączony do sumy w równaniu 3.6 decyduje *maska* ląd/ocean, patrz też załącznik D

<sup>12</sup> właściwie stosowana jest hipoteza IB dla otwartych mórz i oceanów; dla mórz zamkniętych (Bałtyk, Morze Śródziemne, Morze Kaspijskie, Morze Czerwone) oraz wielkich jezior stosowana jest hipoteza NIB (zobacz dyskusję w punkcie 3.3.6); wyniki przedstawione na rysunkach 3.4, 3.5, 3.6 oraz 3.8 również wykorzystują takie podejście



Rysunek 3.12 – Średnie ciśnienie atmosferyczne nad powierzchnią oceanów

rycznego. Porównanie efektów deformacyjnych obliczonych z wykorzystaniem obu modeli wskazuje wpływ zmian ciśnienia nad oceanami, lecz także zakres rozpiętości wyników w zależności od parametrów przyjętych w obliczeniach. Rysunek 3.11 przedstawia różnice wartości efektu deformacyjnego policzonego przy założeniu hipotezy NIB względem wartości policzonych dla hipotezy IB. Można zauważyć, że to zjawisko jest nadzwyczaj istotne dla stacji w pobliżu oceanów (Concepción, Chile) oraz mało znaczące dla stacji kontynentalnych (Nowosybirsk, Rosja). Dla Polski reprezentatywnym przykładem jest Józefosław. Znacząca rozpiętość na poziomie jednego  $\mu\text{Gala}$  świadczy, że stosowanie modelu IB dla środkowej Europy ma swoje uzasadnienie.

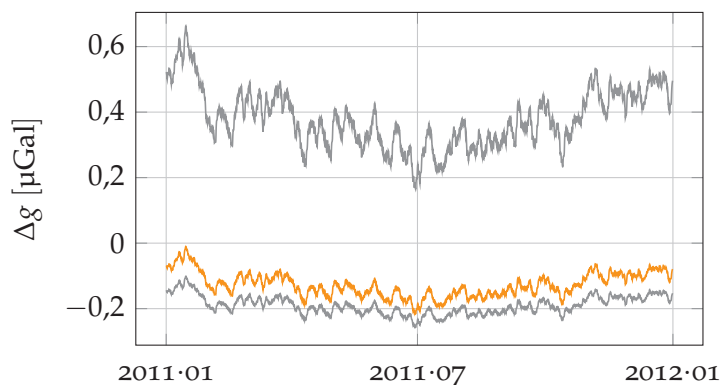
#### Zasada zachowania masy

Model IB dobrze odzwierciedla zachowanie oceanów. Pod wpływem ciśnienia atmosferycznego woda *ucieka* w obszary mniejszego ciśnienia. Średnie ciśnienie nad oceanami nie jest jednak wielkością stałą, stąd model odwróconego barometru nie stosuje się do zasady zachowania masy. Rysunek 3.12 pokazuje uśrednione wartości ciśnienia nad oceanami (zob. również Wunsch i Stammer, 1997).

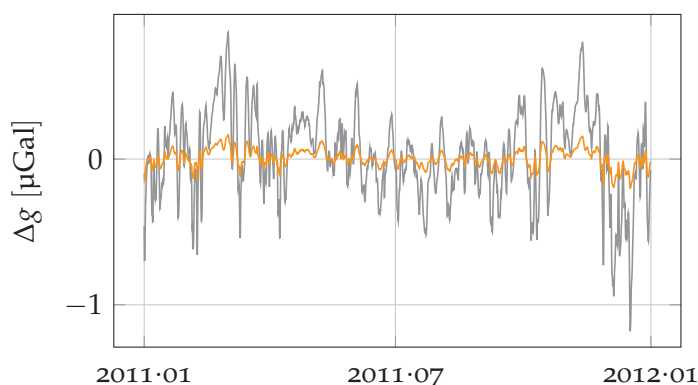
Aby zachować zgodę z prawami fizyki przedstawiona zostanie pewna modyfikacja metody IB (oznaczona jako IB\*) polegająca na tym, że *nadwyżka* średniego ciśnienia nad oceanami zostanie równomiernie rozłożona na ich powierzchniach. Te wartości zostaną w obliczeniach efektu deformacyjnego uwzględnione. Wyniki przedstawione na rysunku 3.13 wskazują, że metoda IB\* nie różni się znacząco dla stacji kontynentalnych. Jej znaczenie ujawnia się tylko dla stacji nadbrzeżnych.

Wyrównanie ciśnienia i jego uśrednienia na dnie oceanicznym dla całego wszechoceanu jest mało prawdopodobne, a dodatkowo znaczenie tego efektu jest w większości wypadków nieistotne. Prowadzi to do wniosku, że standardowe stosowanie tylko hipotezy IB, pomimo jej wad koncepcyjnych, jest odpowiednie. Lepszym rozwiązaniem jest wykorzystywanie złożonych modeli oceanicznych, lub obliczenia w oparciu o pomiary ciśnienia na dnie oceanicznym. Złożoność obliczeniowa oraz niewielkie dokładności w jednym przypadku, oraz stosunkowo nieliczne obserwacje w drugim, tylko podkreślają atrakcyjność metody IB.

Rysunek 3.13 – Wpływ wymuszenia zasady zachowania masy w hipotezie IB na wartości efektu deformacyjnego (różnica IB–IB\*) w Concepción i Nowosybirsku (odpowiednio duża i mała wariancja, —) oraz w Józefostawiu (—)



Rysunek 3.14 – Wpływ zmian ciśnienia nad Morzem Bałtyckim na efekt deformacyjny w Józefostawiu (centralna Polska, —) oraz Władysławowie (stacja nadbrzeżna, —)



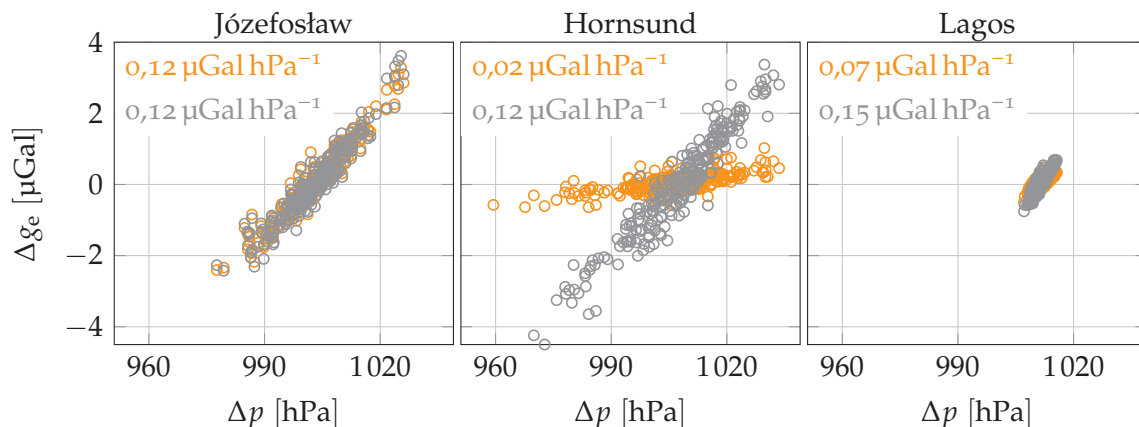
### 3.3.6 Wpływ Morza Bałtyckiego

Morzu Bałtyckiemu należy się specjalne traktowanie. Jest to bardzo interesujący akwen ze względu na znikome wartości pływów i występujące tutaj wypiętrzanie polodowcowe (Olsson i in., 2009).

Bałtyk jest morzem zamkniętym i wymiana wód z oceanami może odbywać się tylko przez wąskie cieśniny. W takim przypadku reakcje oceanów na zmiany ciśnienia są bliższe hipotezie nieodwróconego barometru. Rysunek 3.14 przedstawia wpływ zmian ciśnienia tylko nad powierzchnią Morza Bałtyckiego na efekt deformacyjny. W rozwiązaniu wykorzystano wysokorozdzielczą ( $0,01^\circ$ ) maskę ląd/ocean oraz ciśnienie powierzchniowe z modelu ERA.

Wartości wskazują, że dobór nieodpowiedniej hipotezy dotyczącej wpływu ciśnienia na reakcję Morza Bałtyckiego może dla stacji nadbrzeżnych prowadzić do niepewności na poziomie pojedynczych  $\mu\text{Gali}$ . Nawet w wypadku ponownego uśrednienia ciśnienia nad Bałtykiem wartości dla stacji nadbrzeżnych nie zmieniają się znacznie (kilkanaście procent, nie pokazane na rysunku) ze względu na porównywalne rozmiary morza z rozmiarami synoptycznych zjawisk meteorologicznych. Jest to wartość na tyle duża, że kwestii tej przemilczeć nie wolno. Natomiast zwraca uwagę, że przedstawione wartości to różnice pomiędzy dwiema skrajnymi hipotezami. W przypadku Morza Bałtyckiego dominujące będą eustatyczne i steryczne zmiany wysokości morza, falowanie oraz sejsze (Virtanen i Mäkinen, 2003).





Rysunek 3.15 – Współczynnik regresji lokalnego ciśnienia atmosferycznego oraz efektu deformacyjnego dla Józefosławia ( $52^\circ\text{N}$ ,  $21^\circ\text{E}$ ), Hornsundu ( $77^\circ\text{N}$ ,  $15^\circ\text{E}$ ) i Lagos ( $6^\circ\text{N}$ ,  $3^\circ\text{E}$ ); do obliczenia efektu deformacyjnego zastosowano hipotezę IB ( $\circ$ ) oraz NIB ( $\circ$ ) oraz model ERA; liczby oznaczają odpowiednie współczynniki regresji

Wpływ zmian ciśnienia atmosferycznego nad Bałtykiem bardzo szybko maleje z odległością od morza. Rysunek 3.14 pokazuje, że dla stacji w Józefosławiu znaczenie tego efektu jest już bardzo małe.

W tej rozprawie dla Bałtyku stosowana jest hipoteza NIB, która zgodnie z obserwacjami oceanograficznymi jest właściwa dla mórz zamkniętych. Ewentualne odstępstwa od tej hipotezy mogą mieć znaczenie tylko dla stacji w bliskiej odległości od Bałtyku, dla których dokładność pomiarów grawimetrycznych jest znacznie obniżona z uwagi na drgania wywoływane falowaniem morza.

#### 3.4 MOŻLIWOŚĆ WYKORZYSTANIA LOKALNYCH WARTOŚCI CIŚNIENIA ATMOSFERYCZNEGO DO OBLICZENIA EFEKTU DEFORMACYJNEGO

Złożoność obliczeń, a także konieczność pozyskiwania danych numerycznych modeli pogody skłania do zastanowienia się, czy wyznaczenie efektu deformacyjnego dałoby się uprościć. Rysunek 3.15 przedstawia zależność obliczonego efektu deformacyjnego od lokalnej wartości ciśnienia dla trzech wybranych stacji. Przedstawione są wyniki z lat 2011 i 2012 zarówno dla hipotezy IB, jak i NIB. Wyniki pokazują wysoką korelację. Mogłoby to wskazywać, że efekty deformacyjne stacji z *dobrym przybliżeniem* można wyznaczać na podstawie wartości ciśnienia w oparciu o uprzednio wyznaczone współczynniki regresji. Dla stacji kontynentalnych wartość ta wynosi ok.  $0,1 \mu\text{Gal hPa}^{-1}$ . Jak widać jest to zgodne informacją przytoczoną we wstępie, że efekt grawitacyjny jest około czterokrotnie większy od deformacyjnego. Pamiętając o przeciwnym znaku obu efektów można teraz oszacować standardowy współczynnik wpływu atmosfery równy ok.  $-0,3 \mu\text{Gal hPa}^{-1}$ .

Wartości pokazane dla Hornsundu (Spitsbergen) wskazują niebezpieczeństwo stosowania standardowych wartości dla stacji kontynentalnych. W tym wypadku (zakładając słuszność hipotezy IB) wartość ta, z uwagi na kompensację zmian ci-

śnienia nad oceanami, jest wyraźnie mniejsza. Natomiast korzystanie z uprzednio wyznaczonego współczynnika wydaje się nadal być *dobrym rozwiązaniem*.

Owe *dobre przybliżenie* i *dobre rozwiązanie* jest tutaj kluczowym zagadnieniem. Rozpiętość różnic pomiędzy ścisłym wyznaczeniem efektu deformacyjnego, a tym pochodzącym z regresji może sięgać kilku  $\mu\text{Gal}$  (1,9  $\mu\text{Gal}$ , 1,3  $\mu\text{Gal}$  i 0,6  $\mu\text{Gal}$  oraz 1,9  $\mu\text{Gal}$ , 2,9  $\mu\text{Gal}$  i 0,7  $\mu\text{Gal}$  dla Józefosławia, Hornsundu i Lagos, odpowiednio dla hipotezy IB i NTB). Niedużo, jednak jest to tylko jeden z elementów całkowitej poprawki atmosferycznej. W dalszej części efekt deformacyjny liczony jest na podstawie chwilowego powierzchniowego rozkładu ciśnienia atmosferycznego. W wyjątkowych przypadkach współczynniki regresji mogą być pomocne przy szacowaniu wartości efektu deformacyjnego, należy jednak pamiętać o ich ograniczeniach.

## EFEKT GRAWITACYJNY (2D)

**W** TYM rozdziale przedstawione zostanie podejście fizyczne do problemu obliczania efektu grawitacyjnego w atmosferycznych poprawkach grawimetrycznych. Wymieniona w tytule rozdziału dwuwymiarowość oznacza, że będą wykorzystywane tylko powierzchniowe wartości ciśnienia atmosferycznego. Rozkład pola ciśnienia wraz z uwzględnieniem standardowej struktury pionowej atmosfery pozwala na obliczanie efektu grawitacyjnego. Numeryczne przykłady wskazują zalety i wady tej metody, oraz znaczenie poszczególnych zjawisk na uzyskiwane wartości.

### 4.1 OPIS ZJAWISKA

*Masy atmosferyczne powodują zmiany przyspieszenia siły ciężkości zgodnie z prawem powszechnego ciężenia.*

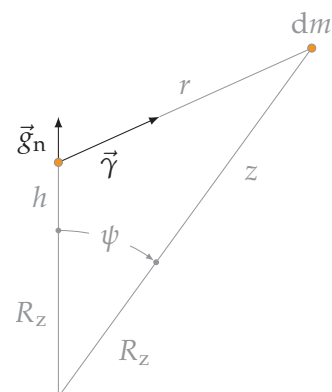
Tak zdawkowy opis w pełni wyjaśnia zjawisko efektu grawitacyjnego i wiadano już o tym w XVII wieku (Newton, 1687). Takie ostentacyjne, jednozdaniowe sformułowanie służy raczej podkreśleniu, że mechanizm zjawiska jest w tym przypadku wyjątkowo prosty. Głównym problemem jest tu odpowiedni matematyczny opis, który w pełni odzwierciedli charakter fizyczny zjawiska, a przy tym możliwy do zastosowania w obliczeniach numerycznych wykorzystujących dyskretne dane meteorologiczne.

### 4.2 FUNKCJE GREENA DLA EFEKTU GRAWITACYJNEGO

Podobnie jak w poprzednim rozdziale, do obliczenia efektu grawitacyjnego powodowanego przez masy atmosferyczne wykorzystano powierzchniowy rozkład ciśnienia atmosferycznego wraz z odpowiednimi dla tego efektu funkcjami Greena (GN). Poniżej ta koncepcja zostanie zaprezentowana w szczegółach.

#### 4.2.1 Atmosfera jako cienka warstwa

Śródtytuł może budzić wątpliwości. Dlaczego traktować masy atmosferyczne jako cienką warstwę sferyczną? Analizy zawarte w tym punkcie są nawiązaniem do często prezentowanego podejścia przy uwzględnianiu bezpośredniego efektu grawitacyjnego w zagadnieniach związanych z obciążeniami (np. Farrell, 1972; Rajner i in., 2012). Podejście to jest jak najbardziej usprawiedliwione w przypadku zjawisk takich jak pośredni efekt pływów oceanicznych i obciążenia skorupy wywoływane przez niepływowe zmiany poziomu mórz i oceanów, oraz zmienna zawartość wody w hydrosferze lądowej.



Rysunek 4.1 – Wpływ masy punktowej na zmianę przyspieszenia siły ciężkości

Nawiązując do wzoru 3.4 można zapisać odpowiednią funkcję Greena dla efektu grawitacyjnego powodowanego przez cienką warstwę mas atmosferycznych (oznaczenia jak we wzorze 3.3; Boy i in., 2002)

$$G_N = \frac{1}{M_z} \sum_{n=0}^{\infty} n P_n(\cos \psi). \quad (4.1)$$

Równania 3.4 oraz 4.1 są często łączone, a obliczone funkcje Greena służą do wyznaczenia całkowitego efektu grawitacyjnego warstwy sferycznej rozciągniętej na powierzchni Ziemi. Wartości efektu grawitacyjnego w poprawkach atmosferycznych wyznaczonych na podstawie zależności 4.1 zostaną przedstawione w kolejnym podpunkcie.

#### 4.2.2 Atmosfera jako cienka warstwa z uwzględnieniem wysokości stacji

Olsson i in. (2009) oraz Agnew (2012) rozważali wpływ wysokości stacji nad lub pod cienką warstwą sferyczną na potrzeby modelowania pośredniego efektu pływów oceanicznych dla stacji nadbrzeżnych. Ich rozważania zostaną powtórzone dla atmosfery.

Wpływ masy punktowej  $dm$  na pewnej wysokości  $z$  (nad powierzchnią Ziemi o promieniu  $R_z$ ) w ustalonej odległości sferycznej  $\psi$  od stacji położonej na wysokości  $h$  (rysunek 4.1) wpłynie na zmianę przyspieszenia siły ciężkości zgodnie z równaniem

$$\vec{\gamma} = -\frac{Gdm}{r^2} \frac{\vec{r}}{|\vec{r}|}, \quad (4.2)$$

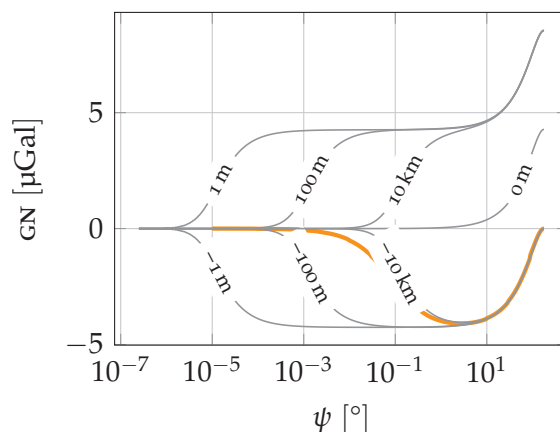
gdzie odległość pomiędzy stacją a masą wynosi

$$r^2 = (R_z + h)^2 - 2(R_z + h)(R_z + z) \cos \psi + (R_z + z)^2. \quad (4.3)$$

Z racji swojej konstrukcji i przeznaczenia grawimetry mierzą tylko składową pionową

$$g_n = \gamma \cdot \frac{(R_z + z) \cos \psi - (R_z + h)}{r}. \quad (4.4)$$

Rysunek 4.2 – Wpływ zasięgu horyzontalnego czaszy sferycznej na efekt grawitacyjny; użyte zostało jednorodne ciśnienie równe 10 hPa; masy atmosfery skondensowane są na różnych wysokościach (opisy na wykresie); wyróżnione zostały wartości obliczone na podstawie funkcji Greena uwzględniających pionową strukturę atmosfery (punkt 4.2.3, —)



Wykorzystując zależności podane we wzorze 3.2 funkcje Greena dla efektu grawitacyjnego można zapisać

$$GN = \frac{1}{M_z} \frac{(R_z + z) \cos \psi - (R_z + h)}{((R_z + h)^2 - 2(R_z + h)(R_z + z) \cos \psi + (R_z + z)^2)^{3/2}}. \quad (4.5)$$

Pomijając wyrazy  $z$  i  $h$ , równania 4.5 i 4.1 są równoważne (Boy i in., 2002). Dysponując funkcjami Greena zależnymi od odległości sferycznej, efekt grawitacyjny można policzyć poprzez spłot z wartościami ciśnienia względem powierzchni Ziemi (por. wzory 3.5 i 3.6)

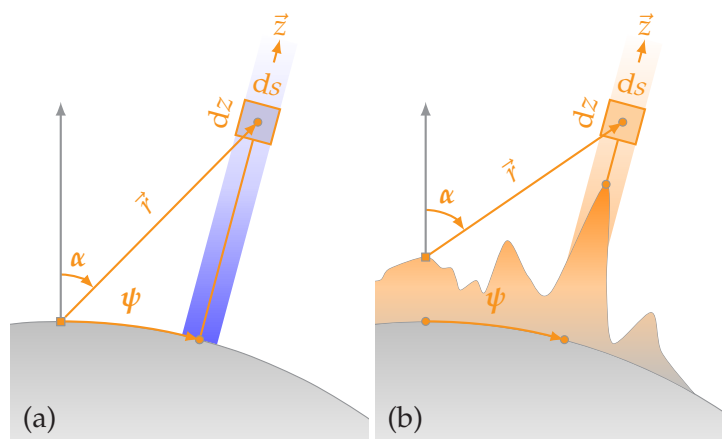
$$\Delta g_n = \iint_{\text{Ziemia}} GN(\psi) p(\varphi, \lambda, t) ds. \quad (4.6)$$

Na podstawie wzoru 4.5 policzone zostały wartości funkcji Greena dla efektu grawitacyjnego dla stacji położonej na powierzchni sfery, podczas gdy masy zostały rozpięte na cienkiej warstwie nad lub pod powierzchnią sfery<sup>1</sup>. Rysunek 4.2 pokazuje grawitacyjny wpływ czaszy sferycznej w zależności od jej zasięgu — odległości sferycznej od stacji. Stacja położona jest na powierzchni Ziemi, a masy atmosferyczne są skondensowane na cienkiej warstwie, na różnych wysokościach. W obliczeniach zastosowano jednorodne obciążenie 10 hPa. Przedstawione wartości wskazują, że gdy masy są nad stanowiskiem to efekt grawitacyjny ma znak ujemny i jego wartości maksymalne dążą do wartości  $-4,3 \mu\text{Gal}^2$  (wartość dla płyty Bougera). Jeżeli uwzględniona jest cała Ziemia, czyli punkt znajduje się wewnątrz warstwy sferycznej, efekt grawitacyjny znika (zgodnie z przewidywaniami). Gdy masy atmosferyczne znajdują się poniżej poziomu stacji, efekt grawitacyjny ma przeciwny znak i dla odległości sferycznych równych  $180^\circ$  dąży do podwojonej wartości dla płyty Bougera. Gdy stacja leży na tej samej wysokości znaczenie mają tylko odległe obszary. Na rysunku zaznaczono (wyróżnienie w tle) również efekt grawitacyjny, gdy używane są funkcje Greena uwzględniające

<sup>1</sup> można to również rozpatrywać jako różne wysokości stacji względem rozpiętych na powierzchni Ziemi mas

<sup>2</sup> zgodnie z przyjętą tutaj konwencją, wartości dodatnie mają zwrot przyspieszenia siły ciężkości

Rysunek 4.3 – Schemat przedstawiający ideę funkcji Greena dla efektu grawitacyjnego (GN) w przypadku gdy nie uwzględniono (a) lub uwzględniono (b) topografię i temperaturę powierzchniową; oznaczenia jak we wzorze 4.9



pionową budowę atmosfery (punkt 4.2.3). Mimo podobieństw do pozostałych krzywych, charakter zmian efektu grawitacyjnego jest tutaj wyraźnie inny i stosowanie funkcji Greena takich jak w przypadku obciążeń hydrosferą lądową, czy pośrednich efektów pływów oceanicznych, jest nieodpowiednie.

#### 4.2.3 Uwzględnienie pionowej struktury atmosfery

Skondensowanie mas powodujących efekt grawitacyjny na cienkiej warstwie upraszcza model matematyczny i w wielu przypadkach (OTL, obciążenia hydrosferyczne) takie podejście jest wystarczające. Nie jest to jednak odpowiedni opis w przypadku atmosfery, której masy znajdują się na różnych wysokościach.

Merriam (1992) wprowadził funkcje Greena dla efektu grawitacyjnego uwzględniające pionową strukturę atmosfery. Założył, że atmosfera jest w równowadze hydrostatycznej, co jest dobrym przybliżeniem w przypadku skali czasowej rzędu godzin i dłużej. Do obliczenia wpływu słupa atmosferycznego wykorzystał standardowy model atmosfery (dodatek B).

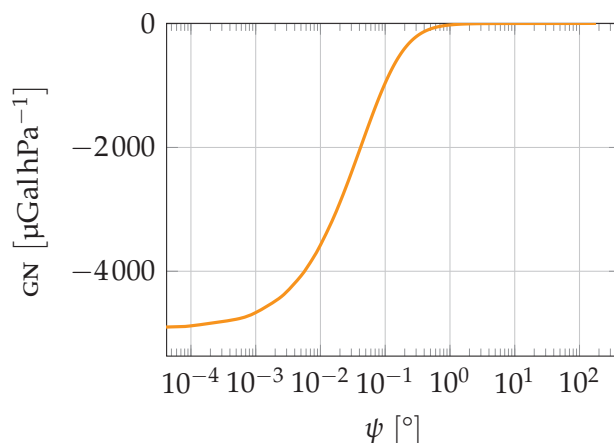
Grawitacyjny wpływ elementarnego elementu masy słupa atmosferycznego o wysokości  $dz$  i polu podstawy  $ds$  można zapisać (rysunek 4.3, a także rysunek 4.1 oraz wzór 4.7)

$$\Delta g_n = \frac{G\rho(z)}{r^2} \cos \alpha \, ds \, dz. \quad (4.7)$$

Gęstość atmosfery  $\rho$  można policzyć z równania stanu gazu doskonałego

$$\rho(z) = \frac{p(z)}{RT(z)}, \quad (4.8)$$

gdzie  $R$  oznacza stałą gazową ( $287,05 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ). Jest to stała gazowa dla powietrza suchego. Przyjęcie skrajnego założenia, że powietrze jest nasycone parą wodną zmieni wyniki, jednak atmosfera standardowa nie uwzględnia wilgotności, a także jest to czynnik sezonowo silnie zmienny. Stąd też w funkcjach Greena dla efektu grawitacyjnego wilgotność jest nieuwzględniana — ten problem zostanie rozwiązany w następnym rozdziale.



Rysunek 4.4 – Wartości funkcji Greena dla efektu grawitacyjnego (wzory 4.9 i 4.10) w zależności od odległości sferycznej<sup>a</sup>

<sup>a</sup> normalizacja  $10^5 \cdot \psi \cdot 2\pi R_z^2(1 - \cos 1^\circ)$

Całkując względem wysokości słupa, a także uwzględniając wzory 4.3 i 4.4, otrzymano jego grawitacyjny wpływ

$$\begin{aligned} \Delta g_n(\psi) &= \\ &= \int_{z_0}^{z_{\max}} G \frac{P(z)}{RT(z)} \frac{(R_z + z) \cos \psi - (R_z + h)}{((R_z + h)^2 - 2(R_z + h)(R_z + z) \cos \psi + (R_z + z)^2)^{3/2}} ds dz. \end{aligned} \quad (4.9)$$

Funkcje Greena wyraża zależność

$$GN = \frac{\Delta g_n(\psi)}{P_{o(s)}}, \quad (4.10)$$

gdzie  $P_{o(s)}$  oznacza wartość ciśnienia na powierzchni Ziemi dla atmosfery standardowej (1013,25 hPa). Grawitacyjny wpływ atmosfery będzie można policzyć następująco

$$\Delta g_n = \iint_{\text{Ziemia}} GN P_o ds, \quad (4.11)$$

gdzie  $P_o$  oznacza chwilową powierzchniową wartość ciśnienia atmosferycznego. W obliczeniach wzór ten realizowany jest poprzez całkowanie numeryczne (por. wzór 3.6). Znając tylko powierzchniowy rozkład ciśnienia atmosferycznego można obliczyć efekt grawitacyjny wpływu mas atmosferycznych.

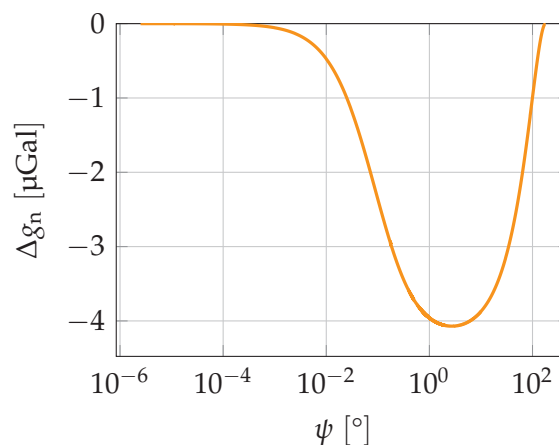
### 4.3 WARTOŚCI FUNKCJI GREENA DLA EFEKTU GRAWITACYJNEGO

Wiążąc prawo stanu gazu doskonałego (4.8) z zależnością zmiany ciśnienia dla atmosfery w równowadze hydrostatycznej (równanie 1.7) otrzymano równość

$$\frac{dP}{P} = -\frac{g dz}{RT}. \quad (4.12)$$

Prowadzi to do znanej zależności wykładniczej dla ciśnienia atmosferycznego wraz ze zmianą wysokości

$$P = P_o e^{\int_0^z g/(RT) dz}. \quad (4.13)$$



Rysunek 4.5 – Wartości efektu grawitacyjnego w zależności od zasięgu zmian ciśnienia atmosferycznego; zastosowano jednorodne obciążenie równe 10 hPa

Całkowanie powyższego wzoru prowadzi do powszechnie wykorzystywanych wzorów barometrycznych. Najprostsze z nich nie uwzględniają zmiany temperatury z wysokością (Berg, 1948) lub zakładają jej liniową zmianę ( $-6,5\text{Kkm}^{-1}$ ). W tej rozprawie unikano takiego uproszczenia, stosując rygorystycznie wyrażenie 4.13, wraz z pionowym rozkładem temperatury podanym przez Felsa (1986, us1976). Zgodnie z konwencją przyjętą przez Merriama (1992) wartości funkcji Greena będą podawane dla kolumny o podstawie równej 1 stopnia kąta bryłowego ( $ds = 2\pi R_z^2 [1 - \cos(1^\circ)]$ ) i ze względu na *wygodę numeryczną* (bardzo duże wartości dla małych odległości sferycznych) będą prezentowane w znormalizowanej formie (podzielone przez współczynnik  $10^5 \cdot \psi$  [rad]).

Rysunek 4.4 przedstawia atmosferyczne funkcje Greena dla efektu grawitacyjnego (wartości w tabeli C.1) W przeciwieństwie do efektu deformacyjnego, efekt grawitacyjny zdominowany jest przez bliskie masy atmosfery. Ponadto w odległości ok.  $2,7^\circ$  zmienia się znak funkcji Greena, co związane jest z krzywizną Ziemi i tym, że dla tych odległości sferycznych atmosfera znajduje się poniżej poziomu grawimetru. Również zwraca uwagę fakt, że wartości funkcji GN są równe wartościom GE (patrz rozdział 3) dla odległości sferycznych  $1,1^\circ$ . W konsekwencji minimalizuje to wpływ zmian ciśnienia w tej regionalnej strefie, jeżeli rozpatrywany jest sumaryczny efekt zjawiska grawitacyjnego i deformacyjnego.

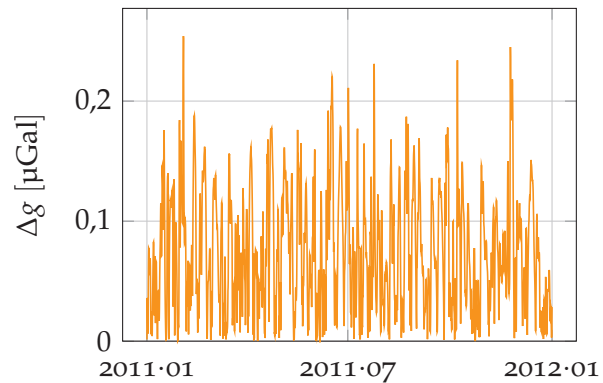
Stosując jednorodną zmianę ciśnienia dla całej atmosfery można przedstawić wartości efektu grawitacyjnego w zależności od odległości sferycznej uwzględnianej w obliczeniach. Rysunek 4.5 podkreśla znaczenie mas atmosferycznych w bezpośrednim sąsiedztwie grawimetru. Wskazuje, dlaczego wartości współczynnika wpływu atmosfery przedstawione w rozdziale 1 wynosiły ok.  $-0,4 \mu\text{Gal hPa}^{-1}$ .

#### 4.3.1 Określenie wpływu parametrów obliczeń na wartości GN

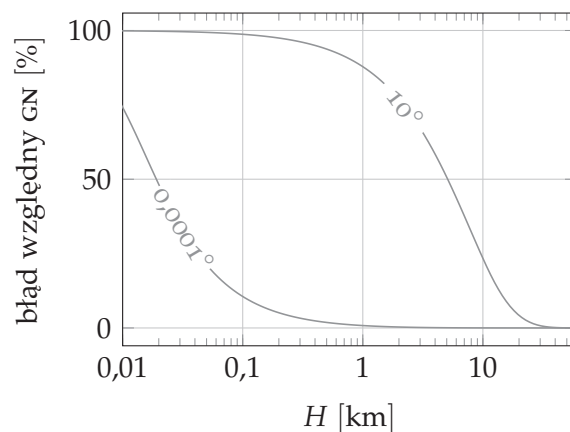
W tym podpunkcie przedyskutowanych zostanie kilka aspektów dotyczących wyznaczania wartości GN. Dadzą one wyobrażenie o rzędzie dokładności tych funkcji, które wynikają jedynie z zastosowanej parametryzacji obliczeń.



Rysunek 4.6 – Różnice wartości efektu grawitacyjnego w zależności od przyjętego modelu temperatury atmosfery; opis w tekście



Rysunek 4.7 – Błąd względny GN w zależności od przyjętej wysokości górnej granicy atmosfery; krzywe dla dwóch wybranych odległości sferycznych (opis na wykresie); błąd względny w stosunku do wartości GN obliczonej dla wysokości atmosfery równej 60 km



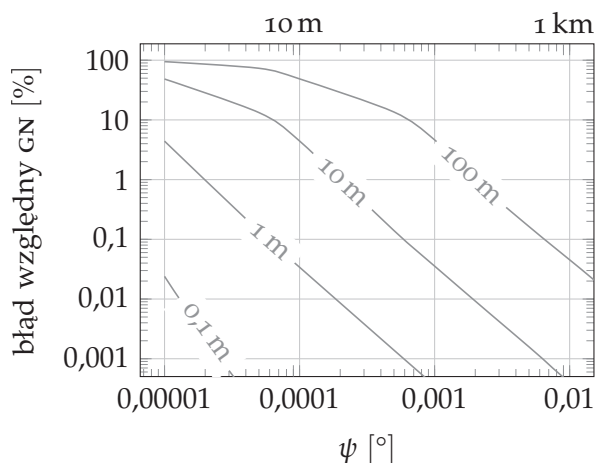
#### Model temperatury atmosfery

W poprzednim punkcie (4.2.3) policzone zostały wartości funkcji GN przy założeniu standardowego modelu zmian temperatury powietrza wraz z wysokością (US1976). Jest to uśredniony w czasie model dla klimatu umiarkowanego. Sam autor modelu (Berg, 1948) określił również zależności dla innych stref klimatycznych. Zależności przedstawione są na rysunku B.2 na stronie 111. Aby określić wpływ przyjętego modelu policzone zostały funkcje Greena dla modeli temperatury wszystkich stref klimatycznych. Różnice są widoczne tylko w przypadku odległości sferycznych mniejszych niż  $0,1^\circ$ . Tak obliczone wartości GN posłużyły do obliczenia wartości efektu grawitacyjnego dla Józefosławia w oparciu o rozkład ciśnienia z modelu ERA. Różnice wartości maksymalnych i minimalnych (rys. 4.6) wskazują, że stosowanie tylko jednego modelu temperatury (US1976) jest uzasadnione. Rząd  $0,2 \mu\text{Gal}$  jest poniżej rozdzielczości współczesnej grawimetrii, ale jest na tyle istotny, że należy mieć go na uwadze w kontekście dalszej poprawy osiągniętych dokładności pomiarów grawimetrycznych.

#### Zasięg pionowy atmosfery

Przeważająca część mas atmosfery znajduje się w troposferze. Wraz ze wzrostem wysokości gęstość powietrza szybko maleje (rysunek B.1). Dodatkowo znaczenie tych mas na wynik efektu grawitacyjnego maleje odwrotnie proporcjonalnie do kwadratu odległości. Aby określić górną granicę całkowania we wzorze 4.9

Rysunek 4.8 – Błąd względny wyznaczonych wartości GN w zależności do przyjętego kroku całkowania numerycznego wzoru 4.9 w stosunku do wartości obliczonej dla kroku 1 cm



przeprowadzono test numeryczny. Rysunek 4.7 przedstawia błąd względny wartości funkcji GN dla dwóch odległości sferycznych w zależności od przyjętej wysokości górnej granicy atmosfery. W przypadku małych odległości sferycznych dominujące są niskie warstwy atmosfery i przy obliczaniu wartości GN można uwzględnić tylko kilka kilometrów wysokości. Jednak inaczej jest to w przypadku dalszych obszarów. Pominięcie stratosfery prowadzi do błędów względnych sięgających 20%. Przedstawione w tej rozprawie wartości GN liczone były do wysokości 60 km.

#### Krok całkowania

Stosowanie wzoru 4.9 w obliczeniach wiąże się z całkowaniem numerycznym, w którym krok całkowania jest wielkością skończoną. Rysunek 4.8 wskazuje, że gęste obliczenia są niezbędne tylko w przypadku bliskich odległości od stacji. Jest to zgodne z przewidywaniami. Ten ilościowy test będzie istotny w punkcie 4.6, w którym przedstawiona zostanie modyfikacja metody Merriama (1992).

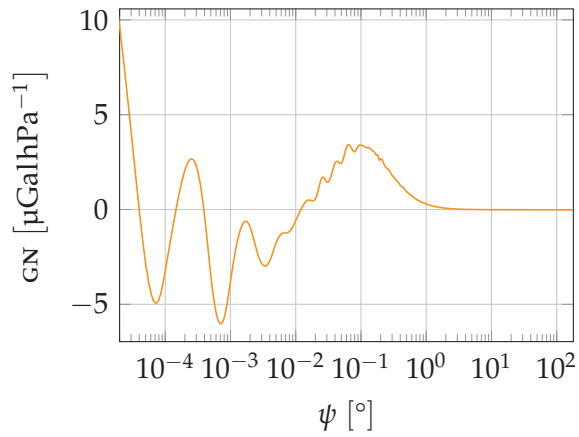
#### 4.3.2 Porównanie z wyznaczeniami innych autorów

Merriam (1992) pierwszy policzył wartości funkcji GN. Obliczenia różnią się w drobnych szczegółach od tych przedstawionych w tym rozdziale. Jednak rysunek 4.9 wskazuje, że wyniki są bardzo podobne (zob. też same wartości na rys. 4.4). Różnice są nieznaczne tylko dla małych odległości sferycznych. Testy numeryczne wykazały, że różnice w wartościach GN nie powodują rozbieżności większych niż kilka setnych  $\mu\text{Gala}$ , a rozpiętość różnic sporadycznie przekracza 0,1  $\mu\text{Gala}$ .

#### 4.3.3 Wpływ temperatury powierzchniowej

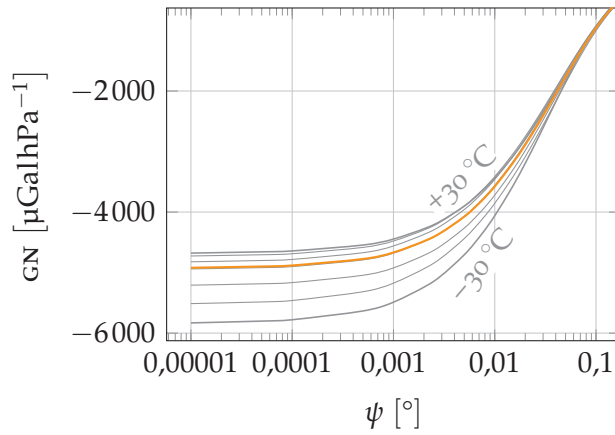
Obliczenie wartości funkcji GN uwzględnia zmiany temperatury powietrza wraz z wysokością zgodnie z formułami podanymi przez Felsa (1986). Opis ten wskazuje standardową zależność dla różnych stref klimatycznych (patrz załącznik B.1)

Rysunek 4.9 – Różnice wartości funkcji Greena dla efektu grawitacyjnego pomiędzy wyznaczonymi w tej pracy a podanymi przez Merriama (1992)<sup>a</sup>



<sup>a</sup> normalizacja  $10^5 \cdot \psi \cdot 2\pi R_Z^2(1 - \cos 1^\circ)$

Rysunek 4.10 – Wartości GN obliczone dla różnych temperatur na powierzchni Ziemi ( $-30$  i  $30$  °C); cieńszymi liniami zaznaczone są wartości dla różnych pionowych rozkładów temperatury (bez rozróżniania, rys. B.2); wyróżniono (—) wartości dla atmosfery standardowej i profilu temperatury dla szerokości umiarkowanych<sup>a</sup>



<sup>a</sup> normalizacja  $10^5 \cdot \psi \cdot 2\pi R_Z^2(1 - \cos 1^\circ)$

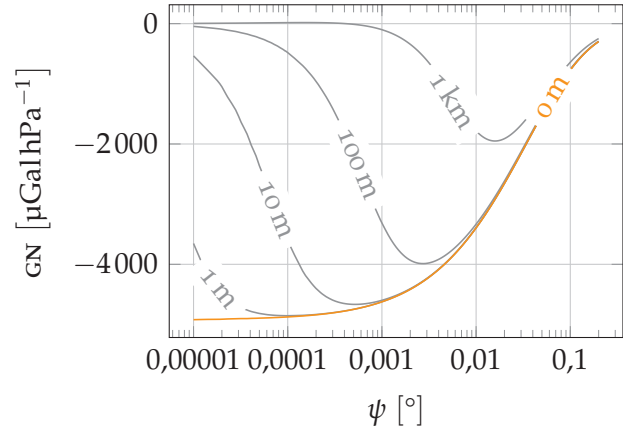
Dysponując danymi dotyczącymi powierzchniowych wartości temperatury powietrza, można uwzględnić wpływ tego czynnika na wartości GN (wzór 4.9). Wartości pochodnych funkcji Greena względem temperatury powierzchniowej zostały wyznaczone numerycznie zgodnie z równaniem

$$\frac{\partial \text{GN}(\psi)}{\partial T} = \frac{\text{GN}(T_0 + \Delta T) - \text{GN}(T_0 - \Delta T)}{2\Delta T}. \quad (4.14)$$

W powyższym wzorze  $T_0$  oznacza temperaturę powierzchniową dla atmosfery standardowej (288,15 K), a za  $\Delta T$  przyjęto 15 K. Uwzględnienie temperatury w obliczeniach sprowadza się do odpowiedniej modyfikacji samych funkcji Greena według

$$\text{GN}(\psi, t) = \text{GN}(\psi) + \frac{\partial \text{GN}(\psi)}{\partial T} \cdot (T(\psi, \alpha) - T_0), \quad (4.15)$$

gdzie  $T(\psi, \alpha)$  oznacza wartość temperatury powierzchniowej w odległości  $\psi$  i o azymucie  $\alpha$  względem stacji pomiarowej. Wartości pochodnych względem temperatury powierzchniowej znajdują się w tabeli C.1. Dodatkowo wartości pochodnych oznaczają zmniejszanie się wartości bezwzględnych funkcji Greena wraz ze wzrostem temperatury. Wiąże się to z podniesieniem środka ciężkości słupa powietrza. Odpowiednio spadek temperatury powierzchniowej prowadzi do obniżenia się środka ciężkości słupa atmosferycznego — tym samym zmianom powierzchniowego ciśnienia atmosferycznego odpowiadają większe zmiany



Rysunek 4.11 – Wartości GN obliczone dla różnych wysokości stacji<sup>a</sup>

<sup>a</sup> normalizacja  $10^5 \cdot \psi \cdot 2\pi R_z^2 (1 - \cos 1^\circ)$

efektu grawitacyjnego. Na rysunku 4.10 pokazany jest przebieg wartości funkcji Greena dla różnych temperatur powierzchniowego powietrza.

#### 4.3.4 Wpływ topografii

W rozważaniach dotyczących obliczeń funkcji Greena przyjęto sferyczną aproksymację Ziemi. Uwzględnienie wysokości stacji oraz topografii prowadzi do zmiany relacji geometrycznych, a także zmian wysokości podstawy słupa. Zjawisko to jest przedstawione na rysunku 4.3. Prowadzi ono do istotnych zmian wartości funkcji Greena. Rysunek 4.11 przedstawia wartości funkcji Greena obliczone dla różnych wysokości stacji. Różnice są wyraźne tylko dla małych odległości sferycznych.

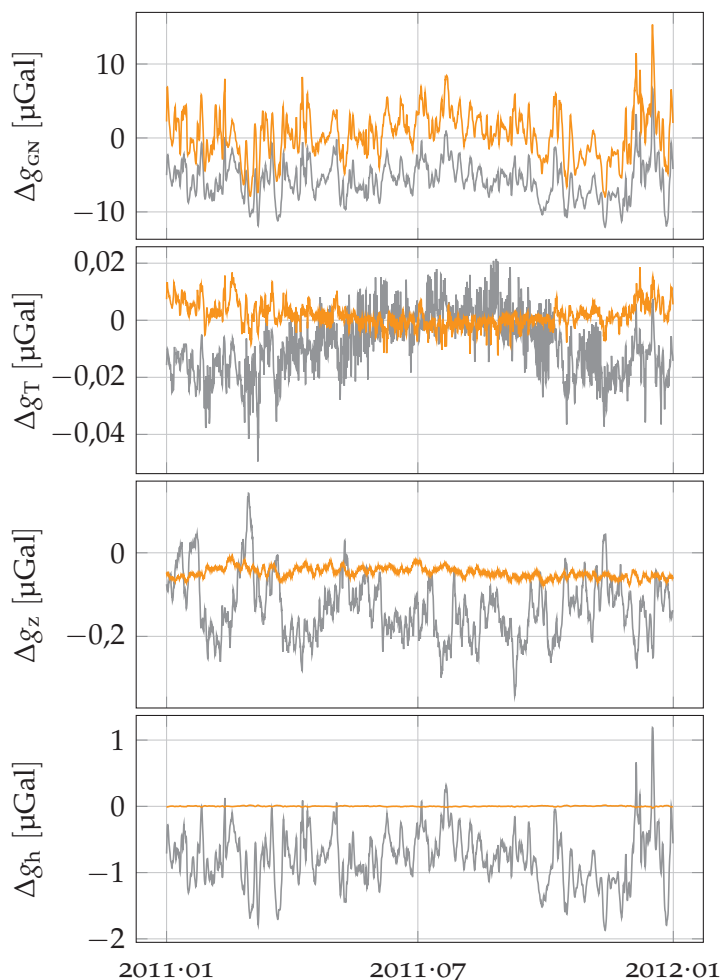
Efekty topograficzne można uwzględnić przy pomocy pochodnych funkcji GN. W przypadku zmiany wysokości stacji bezpośrednie obliczenie wartości pochodnej równania 4.9 wyrazi się zależnością

$$\frac{\partial \text{GN}}{\partial h} = \frac{G}{P_{o(s)}} \times \int_{z_0}^{z_{\max}} \frac{P(z)}{RT(z)} \frac{(a+z)^2 (1 - 3 \cos^2 \psi) - 2(R_z + h)^2 + 4(R_z + h)(R_z + z) \cos \psi}{((R_z + h)^2 - 2(R_z + h)(R_z + z) \cos \psi + (R_z + z)^2)^{5/2}} dz \quad (4.16)$$

Opuszczając zaś znak całkowania i wyraz dz we wzorze 4.9 łatwo można obliczyć wartość pochodnej  $\partial \text{GN} / \partial z$  na powierzchni Ziemi. Uwzględnienie efektów topograficznych w wartościach GN można zapisać następująco

$$\text{GN}(\psi, h, z) = \text{GN}(\psi) + \frac{\partial \text{GN}(\psi)}{\partial h} \cdot h + \frac{\partial \text{GN}(\psi)}{\partial z} \cdot z. \quad (4.17)$$

To pozornie proste równanie jest jednak dość złożone obliczeniowo, ponieważ wartość wysokości podstawy słupa ( $z$ ) należy określić z numerycznego modelu terenu dla każdej komórki uwzględnianej w całkowaniu.



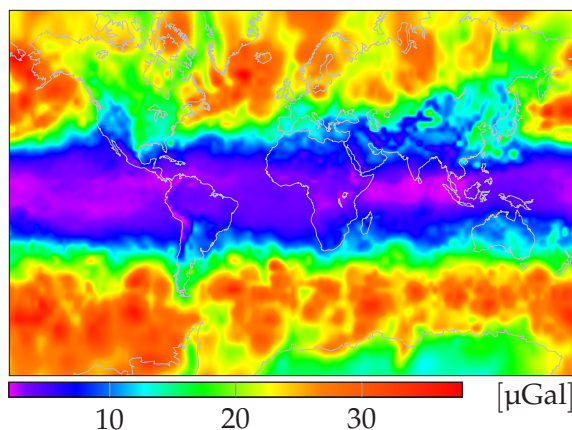
Rysunek 4.12 – Wartości efektu grawitacyjnego dla Józefosławia policzone na podstawie wartości funkcji GN i jej pochodnych i danych powierzchniowych z modelu ERA dla Józefosławia (—) i Rysów (—); uwaga: różna skala na osiach rzędnych

#### 4.4 WARTOŚCI EFEKTU GRAWITACYJNEGO

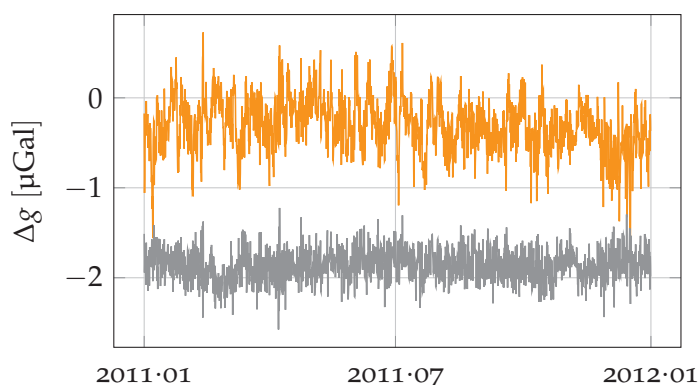
Po omówieniu koncepcji związanej z obliczaniem i wykorzystaniem funkcji Greena przedstawiony zostanie rząd wielkości poszczególnych efektów. Rysunek 4.12 pokazuje wartości efektu grawitacyjnego ( $\Delta g_{GN}$ ), wpływu zmian temperatury powietrza ( $\Delta g_T$ ), topografii w otoczeniu stacji ( $\Delta g_z$ ) i wysokości stacji ( $\Delta g_h$ ) dla Józefosławia (110 m n.p.m.) i Rysów (2499 m n.p.m.). Widać oczekiwany rząd wartości efektu grawitacyjnego (por. rysunek 1.1), który jest około czterokrotnie większy od efektu deformacyjnego i ma względem niego przeciwny znak (rysunek 3.4). W Józefosławiu poprawki związane z wpływem zmian temperatury powierzchniowej i topografii nie mają żadnego znaczenia w kontekście dokładności współczesnej grawimetrii. W przypadku stacji górskich efekty topograficzne nie są już zanedbywalnie małe i mogą mieć istotny wpływ na całkowitą wartość efektu grawitacyjnego. Należy mieć to na uwadze i w uzasadnionych przypadkach uwzględniać również te subtelne efekty. Warto uzupełnić, że precyzyjne pomiary grawimetryczne, ciągłe lub stacjonarne, zazwyczaj nie są wykonywane w tak niedostępnych miejscach, o tak zróżnicowanej topografii.

Rysunek 4.13 przedstawia geograficzny rozkład maksymalnej rozpiętości efektu grawitacyjnego w roku 2011 obliczonej na podstawie modelu ERA. Odzwierciedla

Rysunek 4.13 – Rozpiętość wartości efektu grawitacyjnego obliczona na podstawie danych ERA z roku 2011



Rysunek 4.14 – Różnice wartości efektu grawitacyjnego obliczone na podstawie danych z modelu ERA i NCEP dla Józefostawia; bez interpolowania (—) i interpolując powierzchnię dane meteorologiczne (—)



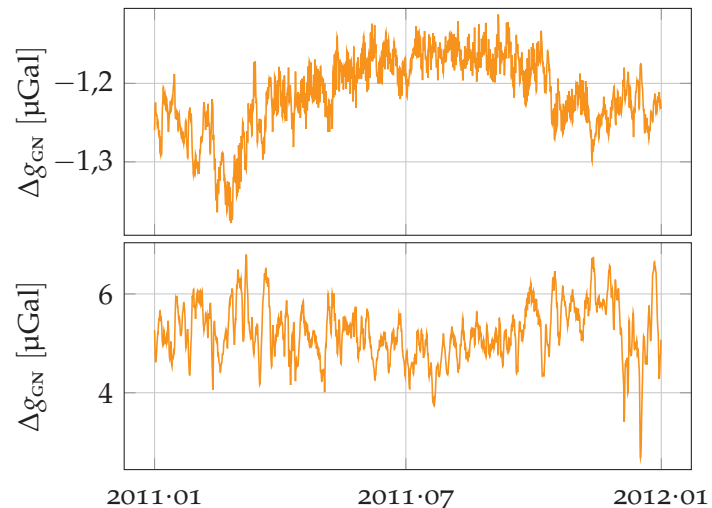
on globalny charakter zmian ciśnienia atmosferycznego. Największe zmiany efektu grawitacyjnego występują na dużych i umiarkowanych szerokościach geograficznych. Celem tej ilustracji jest również uwypuklenie znaczenia poprawek atmosferycznych w grawimetrii. Należy ją odczytywać w ten sposób, że gdyby przeprowadzono pomiary w dwóch ekstremalnie skrajnych warunkach meteorologicznych (mało prawdopodobne, ale możliwe) to różnica wskazań wynikająca z wpływu atmosfery może sięgać  $30 \mu\text{Gal}$  (w przypadku stacji kontynentalnych ta wartość będzie efektywnie zmniejszona poprzez efekt deformacyjny, ten jednak jest znikomy dla izolowanych wysp oceanicznych).

#### 4.5 OKREŚLENIE WPLYWU RÓŻNYCH CZYNNIKÓW NA WARTOŚCI EFEKTU GRAWITACYJNEGO

##### 4.5.1 Źródła danych atmosferycznych

W rozdziale 3.3.3 pokazano, że w przypadku efektu deformacyjnego rozdzielczość numerycznego modelu pogody ma niewielki wpływ na obliczane wartości. Jest to powodowane tym, że w efekcie pośrednim istotne są wielkoskalowe zmiany ciśnienia atmosferycznego. W przypadku efektu grawitacyjnego kluczowe znaczenie mają masy atmosferyczne w bezpośrednim otoczeniu stacji pomiarowej. Rysunek 4.14 przedstawia różnice wartości efektu grawitacyjnego w zależności od wykorzystanego modelu pogody. Widać wyraźnie, że mała rozdzielczość

Rysunek 4.15 – Różnice pomiędzy wartościami efektu grawitacyjnego obliczonego na podstawie ciśnienia atmosferycznego przeliczonego na wysokość modelu ETOPO1, a wartościami obliczonymi na podstawie ciśnienia bezpośrednio zawartego w numerycznym modelu pogody ERA dla Józefostawia (górny wykres) i Rysów (dolny)



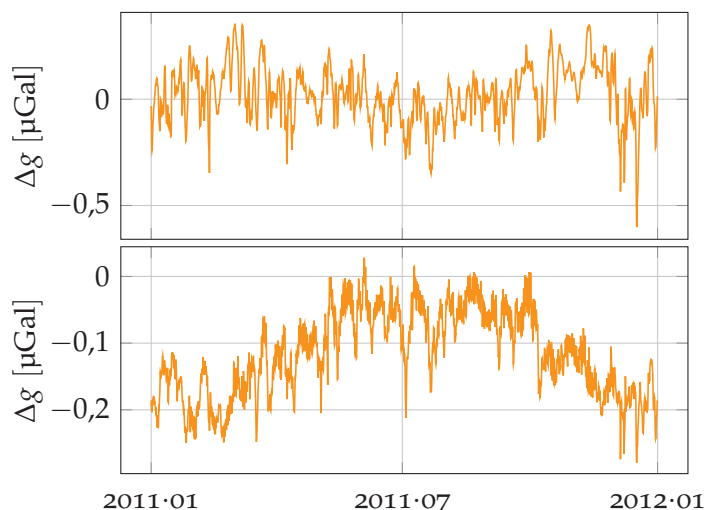
przestrzenna modelu NCEP wynosząca  $2,5^\circ$  dla szerokości i długości geograficznej może powodować rozbieżności przekraczające dokładności grawimetrii precyzyjnej. Różnice te są nawet większe w przypadku terenów górskich. Wyklucza to zatem możliwość stosowania niskorozdzielczego modelu w obliczaniu efektu grawitacyjnego. Powierzchniowa interpolacja liniowa wartości parametrów meteorologicznych modelu NCEP poprawia nieznacznie zgodność z modelem ERA (rys. 4.14), ale jest to poprawa niewystarczająca. Również bardziej złożone metody interpolacji należy traktować jako zabieg *sztuczny*. Z tego względu w dalszej części wykorzystywany jest tylko model ERA. Z drugiej strony testy numeryczne z wykorzystaniem modelu ERA o rozdzielczości  $0,1^\circ$  nie wykazują istotnych różnic w stosunku do stosowanej tutaj rozdzielczości  $0,25^\circ$ .

#### 4.5.2 Uwzględnienie topografii zawartej w modelach pogody

Przedstawione rozważania w punkcie 4.3.4 związane były z uwzględnieniem relacji geometrycznych pomiędzy stanowiskiem obserwacyjnym, a masami atmosferycznymi (por. również rysunek 4.3). Obecnie podkreślone zostanie znaczenie odpowiedniego uwzględnienia małej dokładności topografii zawartej w modelach pogody, nawiązując do zagadnień poruszanych w punktach 2.1.1 i 3.3.4. Rysunek 4.15 przedstawia różnice wartości efektu grawitacyjnego obliczonego na podstawie wartości ciśnienia *przeniesionego* z poziomu numerycznego modelu pogody na wysokości rzeczywistej topografii, a tymi obliczonymi na podstawie bezpośrednich wartości powierzchniowych parametrów meteorologicznych.

O ile w przypadku części deformacyjnej ten efekt miał drugorzędne znaczenie (rysunek 3.9), o tyle tutaj jego znaczenie jest niepodważalne. W przypadku Józefostawia różnice są na poziomie kilku dziesiątych mikrogala, co może być uwzględniane w końcowej wartości poprawki, gdzie sumaryczna wartość wszystkich pozornie nieistotnych wartości może mieć znaczenie. Dla Rysów (dolna część rysunku 4.15) jest to już bardzo istotny problem — rozpiętość kilku mikrogali. Oczywiście takie dokładności obserwacyjne są niemożliwe na szczycie

Rysunek 4.16 – Różnice wartości efektu grawitacyjnego pomiędzy obliczeniami wykorzystującymi lokalne i chwilowe funkcje Greena, a obliczeniami wykorzystującymi funkcje Greena poprawione o wpływ topografii i temperatury przy pomocy pochodnych funkcji Greena; obliczenia dla Józefostawia (górny wykres) i Rysów (dolny wykres)



Rysów, ale stanowisko to służy jako ilustracja opisywanego problemu, mogąca mieć znaczenie praktyczne w innych rejonach świata (patrz rysunek 2.1).

Zostając przy ilustracji 4.15 można wnioskować, że systematyczne przesunięcie wartości pozostaje bez znaczenia, jeżeli rozpatrywane są pomiary grawimetryczne w ujęciu różnicowym. Ale i tutaj może pojawić się krytyczny problem, związany ze zmianą modelu pogody przy obliczaniu poprawek lub zmianą modelu topografii w kolejnych wersjach tego samego modelu pogody, czyli inne *atmosferyczne poziomy odniesienia*.

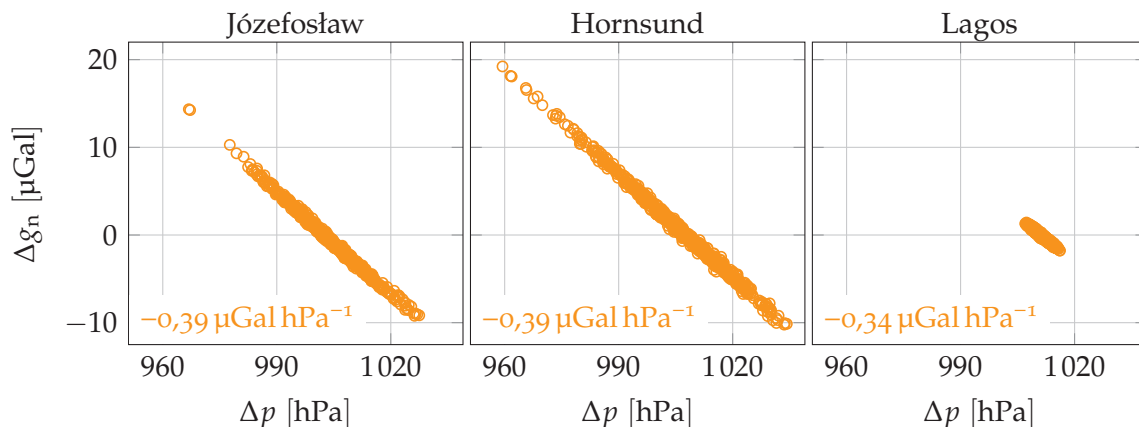
#### 4.6 Lokalne i chwilowe FUNKCJE GREENA

Podejście Merriama (1992) jest bardzo wygodne w zastosowaniach numerycznych. Wykorzystując tylko powierzchniowy rozkład wartości ciśnienia atmosferycznego oraz predefiniowane wartości funkcji Greena i pochodne tych funkcji, można określać wartość efektu grawitacyjnego. Istotne zastrzeżenie dotyczy założenia, że atmosfera jest w stanie równowagi hydrostatycznej. Ten aspekt i związane z tym rozbieżności zostaną przedyskutowane w rozdziale 5.

Wprowadzone zostanie nowe pojęcie *chwilowych* i *lokalnych* funkcji Greena. Uwalnia ono od pewnego uproszczenia związanego z wykorzystaniem pochodnych funkcji Greena. W metodzie Merriama efekty temperaturowe i topograficzne liczone są jako poprawki do funkcji Greena obliczonych dla powierzchni Ziemi. W przypadku dużych różnic wysokości lub temperatur nieliniowe efekty mogą mieć znaczenie.

Rozwiązaniem jest obliczanie funkcji Greena zgodnie z podanymi wcześniej wzorami, jednak będą one wyznaczane dla konkretnej wysokości stacji i dla konkretnej wysokości oraz temperatury powierzchniowej podstawy słupa atmosferycznego. Uwzględnianie wyrazów poprawkowych jest tutaj niepotrzebne. Problemem jest konieczność obliczania funkcji Greena oddzielnie dla każdego uwzględnianego elementu powierzchni Ziemi, oddzielnie dla każdej epoki, oraz oddzielnie dla każdej stacji pomiarowej. Wiąże się to z poważnym problemem





Rysunek 4.17 – Współczynnik regresji lokalnego ciśnienia atmosferycznego oraz efektu grawitacyjnego dla Józefosławia ( $52^{\circ}\text{N}$ ,  $21^{\circ}\text{E}$ ), Hornsundu ( $77^{\circ}\text{N}$ ,  $15^{\circ}\text{E}$ ) i Lagos ( $6^{\circ}\text{N}$ ,  $3^{\circ}\text{E}$ )

związanym z długim czasem potrzebnym na obliczenia. W przypadku metody Merriama wykorzystywane są gotowe tablice niezależnie od miejsca i czasu obserwacji.

W tej pracy podjęto się takich obliczeń. Wykorzystując rozważania w tym rozdziale możliwe było zmodyfikowanie algorytmu Merriama na bardziej efektywne rozwiązanie, w którym uwzględniono zmienny krok całkowania pionowego, dodatkowo uzależnionego od odległości sferycznej od stacji. Optymalizacja numeryczna pozwoliła przyspieszyć obliczanie efektu grawitacyjnego w oparciu o lokalne i chwilowe funkcje Greena.

Rysunek 4.16 przedstawia obliczone różnice pomiędzy nową, przedstawioną w tym miejscu metodą, a klasycznym rozwiązaniem. Zarówno w przypadku Józefosławia jak i Rysów występują podobne rozbieżności rzędu kilku dziesiątych mikrogali. Nieznacznie większe wartości dla Józefosławia wynikają z tego, że w tych obliczeniach wykorzystane były wartości ciśnienia atmosferycznego przeeliczone na wysokość rzeczywistej topografii. Mniejsze rozbieżności dla Rysów powodowane są mniejszymi wartościami ciśnienia dla tej stacji.

Przedstawione wyniki nie dyskwalifikują metody Merriama, jednak wskazują rząd numerycznej *nieodpowiedniości* (bez wnikania co do zasadności samej metody). Bardziej odpowiedni schemat obliczeń zaproponowany tutaj nie został stworzony jako alternatywa dla rutynowych wyznaczeń atmosferycznych poprawek grawimetrycznych, lecz na potrzeby przedstawionych analiz. Złożoność obliczeniowa wykorzystywania *lokalnych* i *chwilowych* funkcji Greena jest porównywalna do metody 3D (rozdział 5), zatem ta ostatnia powinna być wskazana jako bardziej adekwatna w precyzyjnych pomiarach grawimetrycznych.

#### 4.7 MOŻLIWOŚĆ WYKORZYSTANIA LOKALNYCH WARTOŚCI CIŚNIENIA ATMOSFERYCZNEGO DO OBLICZENIA EFEKTU GRAWITACYJNEGO

W punkcie 3.4 rozważono możliwość obliczenia wartości efektu deformacyjnego na podstawie lokalnie mierzonego ciśnienia i wyznaczonego wcześniej

współczynnika regresji. To doświadczenie jest powtórzone dla efektu grawitacyjnego. Rysunek 4.17 przedstawia zależność wartości efektu grawitacyjnego względem wartości lokalnego ciśnienia dla trzech przykładowych stacji, obliczone na podstawie danych z lat 2011 – 2012. Widać wyraźnie silniejszą zależność niż w przypadku efektu grawitacyjnego. Jednak gdy przedstawione zostaną wartości rozpiętości różnic pomiędzy ścisłym wyznaczeniem efektu grawitacyjnego, a tym pochodzącym z regresji, okaże się że te różnice mogą być znaczące (1,5  $\mu\text{Gal}$ , 2,2  $\mu\text{Gal}$  i 0,8  $\mu\text{Gal}$  odpowiednio dla Józefosławia, Hornsundu i Lagos). Wartości te są obiecujące i wielu przypadkach mogłyby być konkurencyjne do właściwych obliczeń wykorzystujących funkcje Greena. Należy jednak mieć na uwadze, że wykorzystanie współczynników regresji wymaga ich uprzedniego obliczenia. Ponadto takie wyznaczenie należy przeprowadzić niezależnie dla każdego stanowiska z uwzględnieniem jego wysokości i rzeczywistej topografii wokół niego. Takie rozwiązanie może dalej być niewystarczające w wypadku obszarów okołorównikowych, gdzie rozpiętość zmian ciśnienia jest bardzo mała.

## EFEKT GRAWITACYJNY (3D)

**F**UNKCJE Greena wyznaczone były na podstawie standardowego modelu budowy atmosfery, a do obliczenia atmosferycznych poprawek grawimetrycznych wykorzystywane były powierzchniowe wartości ciśnienia atmosferycznego. W tej części zostanie w pełni wykorzystany potencjał współczesnych numerycznych modeli pogody, które zawierają również informacje dotyczące pionowego rozkładu parametrów meteorologicznych. Przedstawiony zostanie schemat obliczeniowy i znaczenie poszczególnych parametrów meteorologicznych na wyznaczanie wartości efektu grawitacyjnego w metodzie 3D.

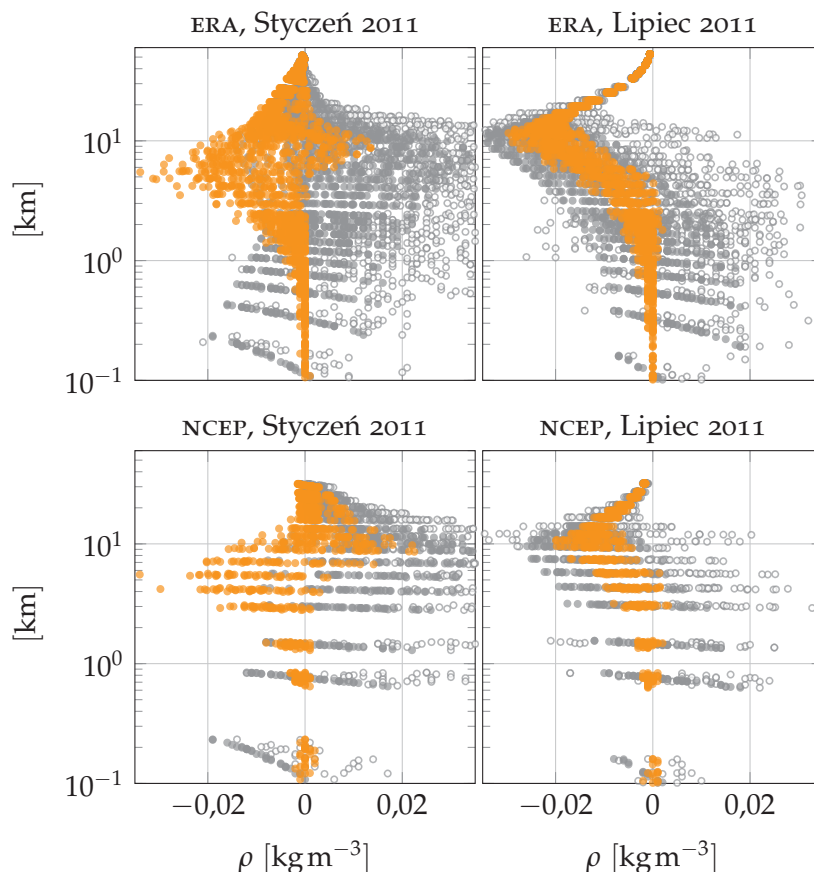
## 5.1 PIONOWA STRUKTURA ATMOSFERY ZAWARTA W NUMERYCZNYCH MODELACH POGODY

Do modelowania części deformacyjnej poprawek grawimetrycznych wystarczające są powierzchniowe wartości ciśnienia atmosferycznego (rozdział 4), ale nie zawsze są one odpowiednie do obliczenia efektu grawitacyjnego. Równowaga hydrostatyczna atmosfery jest bardzo dobrym przybliżeniem jej stanu — jednak wciąż tylko przybliżeniem. Numeryczne modele pogody lepiej odzwierciedlają rzeczywisty stan atmosfery. Zawierają one również parametry meteorologiczne na różnych wysokościach<sup>1</sup>.

Ponownie do obliczeń zostaną użyte modele, które oznaczone zostały akronimami NCEP oraz ERA (charakterystyka w załączniku D.3). Modele te zawierają parametry meteorologiczne podane na *poziomach ciśnienia atmosferycznego* wraz z przestrzennym rozkładem wartości geopotencjału danego poziomu. Praca na powierzchniach ekwipotencjalnych jest *wygodna* przy modelowaniu stanu atmosfery, natomiast przy obliczeniach tutaj prezentowanych niezbędne są geometryczne zależności. Jednoznaczne wzory pozwalają na taką konwersję, która jest stosowana na potrzebę obliczania poprawek grawimetrycznych. W modelu NCEP dostępnych jest 17 poziomów ciśnienia (do wysokości ok. 30 km), a w modelu ERA jest ich 37 (do wysokości ok. 50 km).

Rysunek 5.1 przedstawia różnice gęstości powietrza pomiędzy wartościami obliczonymi z danych modelowych na konkretnych wysokościach a wartościami uzyskanymi z powierzchniowych danych meteorologicznych. Wykorzystane zostały wszystkie poziomy ciśnienia w ciągu dwóch przykładowych miesięcy w roku 2011, zarówno dla modelu NCEP jak i ERA. Dodatkowo różnice pokazane są w trzech wariantach. Jeżeli wykorzystany zostanie wzór barometryczny zależny tylko od wysokości wraz z modelowymi wartościami zmian temperatury z wysokością (tutaj US1976) różnice są największe (oznaczone symbolem  $\odot$ ). Gdy

<sup>1</sup> właściwie na wybranych poziomach ciśnienia atmosferycznego (patrz tabela D.2)



Rysunek 5.1 – Różnice gęstości powietrza między wartościami obliczonymi na podstawie danych z numerycznych modeli pogody, a wartościami obliczonymi dla atmosfery standardowej w Józefosławiu; wyjaśnienie oznaczeń w tekście

w obliczeniach użyte będą również pionowe profile temperatury z numerycznego modelu pogody, rozbieżności nieznacznie się zmniejszają (•). Wykorzystując bardziej złożone wzory barometryczne, uwzględniające również ciśnienie powierzchniowe i temperaturę powierzchniową, różnice stają się już znacznie mniejsze, szczególnie dla małych wysokości (•). Dalej pozostają jednak wyraźne i świadczą o tym, że nawet na podstawie pełnej informacji dotyczącej stanu atmosfery na powierzchni Ziemi pionowy rozkład mas znany jest tylko z pewnym przybliżeniem.

Różnice sięgają kilku procent, a względne różnice gęstości są znacznie większe na dużych wysokościach. Te wysokie warstwy atmosfery mają mniejszy wpływ na wyznaczone poprawki grawimetryczne. Pomimo tego rozbieżności są istotne, co zostanie przedstawione w dalszej części tego rozdziału.

## 5.2 WYZNACZANIE EFEKTU GRAWITACYJNEGO 3D

Idea wykorzystania metody 3D w pracach grawimetrycznych pojawiła się stosunkowo niedawno (Mukai i in., 1995) i znajdowała zastosowanie tylko w ograniczonym zakresie ze względu na dokładności i rozdzielczości przestrzenne (poziome i pionowe) ówczesnych modeli pogody. Problem spotkał się z dużym zainteresowaniem społeczności grawimetrycznej, kiedy Neumeyer i in. (2004) pokazali, że zysk wynikający z zastosowania metody 3D jest porównywalny

z dokładnościami uzyskiwanymi we współczesnej grawimetrii balistycznej i nadprzewodnikowej. Pomijanie znaczenia tej metody może być przeszkodą w analizie subtelných, długookresowych sygnałów grawimetrycznych. Z drugiej strony złożoność obliczeniowa i *przewaga* tylko w wybranych częstotliwościach widma grawimetrycznego, a także nadzwyczajna prostota konkurencyjnej metody 1D (rozdział 1) nie pozwala na rutynowe stosowanie tej metody. Zaledwie kilka ośrodków badawczych podjęło tę tematykę (Gitlein i Timmen, 2006; Klügel i Wziontek, 2009; Gitlein i in., 2013)<sup>2</sup>.

### 5.2.1 Schemat obliczeniowy

Wyznaczenie efektu grawitacyjnego z uwzględnieniem rzeczywistej pionowej struktury atmosfery nawiązuje ściśle do metody wyznaczenia funkcji Greena dla efektu grawitacyjnego (punkt 4.2). Jediną różnicą jest zastąpienie ciśnienia standardowego wartościami zawartymi w numerycznych modelach pogody w równaniu 4.9 (także rysunek 4.3).

W tej rozprawie stosowany jest podział atmosfery w kierunku poziomym zgodny z metodą biegunową (rysunek 3.3). Stosowane czasem rozwiązanie z wykorzystaniem regularnej siatki opartej na równoleżnikach i południkach (Gitlein i Timmen, 2006) jest tożsame matematycznie, ale wiąże się często z uproszczeniem zakładającym płaszczyznę, a nie kulę, jako powierzchnię odniesienia. Ponadto metoda biegunowa jest *wygodniejsza* numerycznie, a wielkość segmentów zależy ściśle od odległości sferycznej. Więcej szczegółów dotyczących algorytmu obliczeniowego zawierają następane podpunkty, a pełen algorytm w formie kodu maszynowego można znaleźć w odnośnikach podanych w dodatku E.

### 5.2.2 Określenie wpływu parametrów obliczeniowych na wartości efektu grawitacyjnego

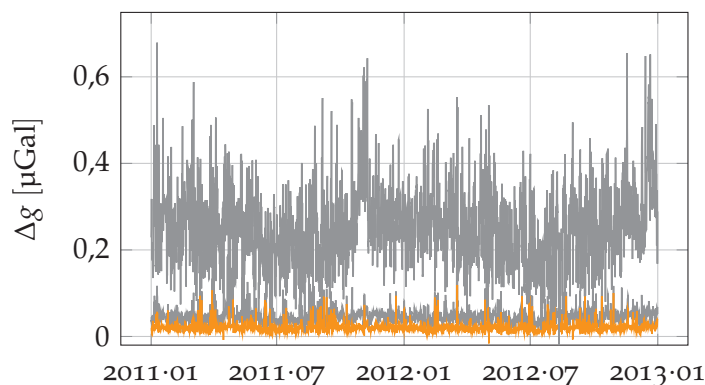
Powyżej podano schemat obliczeniowy w sposób bardzo ogólny. Zaprezentowane zostaną także wyniki eksperymentów numerycznych pozwalających określić wpływ poszczególnych parametrów obliczeń. Nie przedstawione zostały same wartości efektu grawitacyjnego, gdyż rząd tych wartości jest zgodny z wartościami podanymi w poprzednim rozdziale.

Nie analizowany jest tutaj oddzielnie wpływ efektów temperaturowych i topograficznych, gdyż rozważania zaprezentowane w punkcie 4.4 pozostają w mocy. We wszystkich obliczeniach uwzględniana jest rzeczywista topografia i temperatura atmosfery, a ten rozdział koncentruje się na problemach właściwych dla metody 3D.

W przypadku efektu deformacyjnego różnice związane z wykorzystaniem różnych modeli pogody były *grawimetrycznie nierozróżnialne* (rysunek 3.8). Przy efekcie grawitacyjnym w metodzie 3D rozbieżności są podobne jak te w metodzie 2D, a w terenach górskich są nawet dwukrotnie większe. Z tego powodu prezen-

<sup>2</sup> w przeciwieństwie do pokrewnego, aczkolwiek różniącego się, zagadnienia związanego z wpływem grawitacyjnym atmosfery w satelitarnych misjach grawimetrycznych

Rysunek 5.2 – Różnice pomiędzy wartościami efektu grawitacyjnego w zależności od przyjętego pionowego kroku całkowania 500 m, 100 m i 50 m (odpowiednio według malejącej wariancji, różnice dla wartości 50 m zostały wyróżnione, —) względem obliczonych dla kroku 10 m



wane są tylko obliczenia dla modelu ERA. Obliczenia kontrolne dla ograniczonego obszaru z wykorzystaniem modelu ERA o rozdzielczości poziomej równej  $0,1^\circ$  dla szerokości i długości geograficznej, nie wykazały istotnych różnic w stosunku do stosowanego modelu ERA o rozdzielczości  $0,25^\circ$ . W przypadku Józefosławia są to różnice rzędu setnych części  $\mu\text{Gala}$ . Różnice rzędu dziesiątych części  $\mu\text{Gala}$  wystąpiły dla Rysów, ale tak wybitnie górski rejon jest mało prawdopodobnym stanowiskiem w wypadku precyzyjnych pomiarów grawimetrycznych. Ewentualna poprawa mogłaby być związana z większą rozdzielczością pionową, szczególnie dla niskich warstw atmosfery. Należy tutaj zaznaczyć, że osobną kwestią poza rozdzielczością samego modelu jest jego rzeczywista dokładność.

#### *Pionowy krok całkowania*

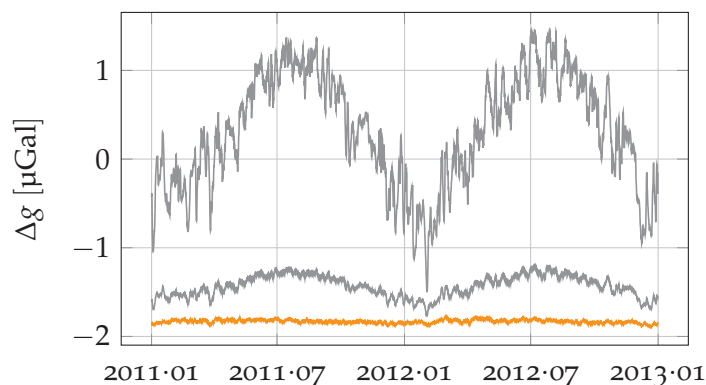
W wypadku testów zaprezentowanych w punkcie 4.3.1 możliwe było rygorystyczne określenie wpływu kroku całkowania na wartości funkcji Greena. Nie wykorzystywane są wzory barometryczne tylko konkretne wartości dla różnych wysokości. Wpływ grawitacyjny każdego elementu atmosfery jest określany na podstawie średniego ciśnienia według wzoru

$$p = \frac{p_1 + p_2}{2}, \quad (5.1)$$

gdzie  $p_1$  i  $p_2$  oznaczają odpowiednio ciśnienie atmosferyczne na wysokości dolnej i górnej podstawy tej elementarnej objętości. Ciśnienia są interpolowane z wysokości najbliższego dostępnego poziomu ciśnienia zawartego w modelu pogody (załącznik D) w oparciu o wzory barometryczne. Wiążąc ciśnienie z gęstością (równanie 4.8) oraz wykorzystując objętość elementu atmosfery i zależności geometryczne (rysunek 4.3), łatwo wyznaczyć jego grawitacyjny wpływ (równanie 4.9). Ostateczna wartość pochodzi z sumowania wpływu wszystkich elementów podziału atmosfery.

Rysunek 5.2 przedstawia różnice wartości efektu grawitacyjnego obliczonego dla zadanych wartości kroku całkowania wynoszących odpowiednio 500 m, 100 m i 50 m względem obliczonych dla kroku 10 m. Pokazuje, że całkowanie w odstępach 100 m jest zdecydowanie wystarczające. Podobne obliczenia dla terenów górskich wskazują na 2–3 razy większe rozbieżności.

Rysunek 5.3 – Różnice wartości efektu grawitacyjnego w zależności od odległości sferycznej zastosowania metody 3D (kolejno od góry 1°, 4° i 10° – obliczenia w dalszych strefach zostały zastąpione metodą 2D) względem obliczeń 3D dla całej Ziemi (180°); wartości dla Józefostawia; dla lepszej czytelności szeregi czasowe zostały rozsunięte



W dalszej części pracy stosowany jest konsekwentnie krok całkowania 50 m. Mając na uwadze efektywność numeryczną w obliczeniach i wykorzystując fakt, że bardzo wysokie warstwy atmosfery mają mniejszy wpływ na wartość efektu grawitacyjnego (większa odległość a także mniejsza gęstość), w procedurach obliczeniowych krok całkowania zwiększa się wraz z wysokością. Nie zmienia to jednak wniosków wynikających z rysunku 5.2 i opisanych w tym punkcie.

#### Poziomy zasięg metody 3D

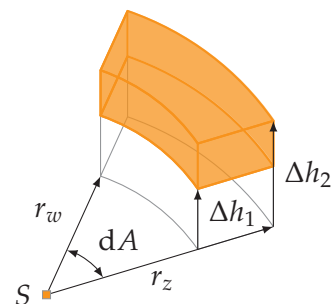
Metoda przedstawiona w tym rozdziale jest numerycznie złożona i czasochłonna. Jej stosowanie można ograniczyć tylko do pewnej odległości sferycznej, powyżej której odstępstwa pionowej struktury atmosfery od modelu atmosfery standardowej nie będą w znaczący sposób wpływały na wartość efektu grawitacyjnego.

Rysunek 5.3 przedstawia różnice pomiędzy wartościami efektu grawitacyjnego w zależności od poziomego zasięgu metody 3D (dalsze strefy zostały uzupełnione metodą 2D) względem uwzględniania metody 3D do odległości sferycznej 180°. Charakterystyka przedstawiona na wykresie ma prostą interpretację fizyczną. W wypadku odległości 1° uwzględniane są pionowe sezonowe zmiany środka ciężkości słupa atmosfery tylko nad stanowiskiem pomiarowym. Latem przy tych samych powierzchniowych zmianach ciśnienia atmosferycznego środek ciężkości jest wyżej niż zimą, zatem efekt grawitacyjny, co do wartości bezwzględnej, jest mniejszy<sup>3</sup>. Przy uwzględnieniu metody 3D dla większych odległości sferycznych, zjawisko to jest efektywnie tłumione, jako że od odległości ok. 2,7° efekt grawitacyjny zmienia znak w związku z zakrzywieniem Ziemi i dalsze masy atmosferyczne znajdują się poniżej lokalnego horyzontu.

Wyraźnie widać, że obliczenia wykorzystujące pionowy rozkład mas atmosferycznych wystarczy stosować do odległości sferycznej około 10°, a wpływ pozostałych mas atmosferycznych można uwzględnić na podstawie powierzchniowego rozkładu parametrów meteorologicznych. W dalszej części pracy wszelkie wyniki oznaczone jako metoda 3D są właśnie takim hybrydowym rozwiązaniem, w którym wpływ mas atmosferycznych dalszych niż 10° liczony jest tylko na

<sup>3</sup> należy pamiętać, że zgodnie z konwencją przyjętą w rozprawie, przedstawiono efekt grawitacyjny (wpływ atmosfery na mierzoną wartość przyspieszenia siły ciężkości; ujemny znak) a nie poprawkę atmosferyczną

Rysunek 5.4 – Wycinek cylindryczny — schemat obliczenia efektu grawitacyjnego w bezpośrednim sąsiedztwie stanowiska pomiarowego



podstawie metody 2D. W ten sposób można zyskać wyraźne zmniejszenie kosztów obliczeniowych bez znaczącej straty dokładności.

#### Traktowanie bliskich warstw atmosfery

W wypadku efektu grawitacyjnego dominujący jest wpływ najbliższych warstw atmosfery. Przedstawiona w rozdziale 4 metoda wyznaczania funkcji Greena dla efektu grawitacyjnego, a także algorytm opisany w tym rozdziale (punkt 5.2.1) traktują elementarne objętości powietrza jako masy punktowe. Przyspieszenie siły grawitacyjnej liczone jest wg wzoru 4.7. Takie rozwiązanie może powodować istotne błędy zwłaszcza, gdy rozpatrywane są bliskie warstwy atmosfery. Zmniejszanie elementarnych objętości jest rozwiązaniem nieefektywnym i może prowadzić wręcz do *numerycznej niestabilności*. Ponadto znacząco rośnie *złożoność obliczeniowa*. Rozwiązaniem jest zastosowanie znanych z klasycznej podręczników geodezji fizycznej wzorów na przyciąganie grawitacyjne prostych figur geometrycznych.

Neumeyer i in. (2004) na podstawie wzorów wyrażających przyciąganie grawitacyjne prostopadłościanu wprowadzili wyrażenie

$$\Delta g = -G \frac{\rho dA}{6R^2} \times \left[ \begin{array}{l} \sqrt{r_1^2 + R^2 - 2r_1R \cos \psi_1} \cdot (2r_1^2 - R^2 + 2Rr_1 \cos \psi_1 + 3R^2 \cos 2\psi_1) \\ - \sqrt{r_2^2 + R^2 - 2r_2R \cos \psi_1} \cdot (2r_2^2 - R^2 + 2Rr_2 \cos \psi_1 + 3R^2 \cos 2\psi_1) \\ - \sqrt{r_1^2 + R^2 - 2r_1R \cos \psi_2} \cdot (2r_1^2 - R^2 + 2Rr_1 \cos \psi_2 + 3R^2 \cos 2\psi_2) \\ - \sqrt{r_2^2 + R^2 - 2r_2R \cos \psi_2} \cdot (2r_2^2 - R^2 + 2Rr_2 \cos \psi_2 + 3R^2 \cos 2\psi_2) \\ - \ln \left( r_1 - R \cos \psi_1 + \sqrt{r_1^2 + R^2 - 2r_1R \cos \psi_1} \right) \cdot 6R^3 \cos \psi_1 \sin^2 \psi_1 \\ + \ln \left( r_2 - R \cos \psi_1 + \sqrt{r_2^2 + R^2 - 2r_2R \cos \psi_1} \right) \cdot 6R^3 \cos \psi_1 \sin^2 \psi_1 \\ + \ln \left( r_1 - R \cos \psi_2 + \sqrt{r_1^2 + R^2 - 2r_1R \cos \psi_2} \right) \cdot 6R^3 \cos \psi_2 \sin^2 \psi_2 \\ - \ln \left( r_2 - R \cos \psi_2 + \sqrt{r_2^2 + R^2 - 2r_2R \cos \psi_2} \right) \cdot 6R^3 \cos \psi_2 \sin^2 \psi_2 \end{array} \right] \quad (5.2)$$

określające grawitacyjny wpływ prostopadłościennego elementu o gęstości  $\rho$ . W tej parametryzacji  $dA$  oznacza odpowiednio różnicę azymutów dwóch skraj-



nych pionowych krawędzi,  $r_{1,2}$  geocentryczne odległości od górnej i dolnej podstawy,  $R$  jest promieniem Ziemi, a  $\psi_{1,2}$  oznaczają skrajne odległości sferyczne ścian rozpatrywanego elementu. Wzór został nieznacznie zmodyfikowany na potrzeby tej rozprawy, tak aby uwzględniał wysokość stanowiska nad powierzchnią Ziemi.

W tej pracy również wprowadzone zostało podejście, które wykorzystuje wzory na przyciąganie grawitacyjne walca. Jest to rozwiązanie wygodniejsze gdy, tak jak tutaj, do obliczeń wykorzystywany jest układ biegunowy. Obszar wokół stanowiska podzielony jest na szereg wycinków cylindrycznych (rysunek 5.4), gdzie odległość wewnętrzna i zewnętrzna oznaczone są odpowiednio  $r_w$  oraz  $r_z$ , wysokości dolnej i górnej podstawy względem wysokości stacji  $\Delta h_1$  i  $\Delta h_2$ , a różnica azymutów jako  $dA$ . Grawitacyjny wpływ takiego elementu wyniesie

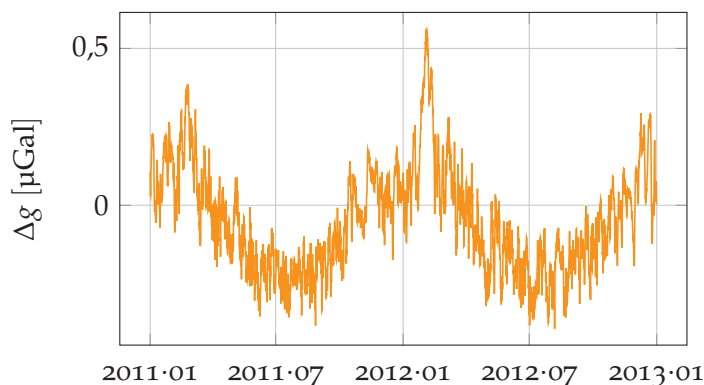
$$\Delta g = -G\rho dA \times \left[ \begin{array}{l} -\sqrt{((R+h_1)\cos\psi - (R+h))^2 + ((R+h_1)\sin\psi_w)^2} \\ +\sqrt{((R+h_1)\cos\psi - (R+h))^2 + ((R+h_2)\sin\psi_z)^2} \\ +\sqrt{((R+h_2)\cos\psi - (R+h))^2 + ((R+h_1)\sin\psi_w)^2} \\ -\sqrt{((R+h_2)\cos\psi - (R+h))^2 + ((R+h_2)\sin\psi_z)^2} \end{array} \right]. \quad (5.3)$$

W powyższym wzorze  $\psi_{w,z}$  oznacza odległość sferyczną do wewnętrznego i zewnętrznego promienia wycinka cylindrycznego, a  $\psi$  jest wartością średnią z tych wielkości. Wysokość stacji oznaczona jest jako  $h$ , a wysokości dolnej i górnej podstawy figury jako  $h_{1,2}$ . Podany wzór uwzględnia wysokość stacji nad powierzchnią Ziemi oraz jej zakrzywienie. Stosowanie tego wzoru dla bardzo małych odległości sferycznych pozwala na znaczne jego uproszczenie w obliczeniach. Klügel i Wziontek (2009) stosują jeszcze większe uproszczenie, biorąc pod uwagę tylko najbliższą strefę wokół stacji jako pojedynczy walec (z uwzględnieniem pionowych zmian gęstości). Testy numeryczne wskazały, że takie modelowanie może być nieodpowiednie w zróżnicowanym terenie.

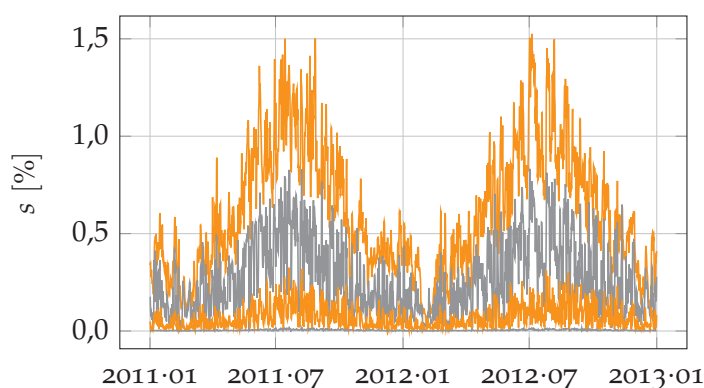
Obliczenia z użyciem wzoru 5.2 jak i z wyprowadzonym powyżej wzorem 5.3 dają identyczne wyniki z dokładnością na poziomie kilku setnych  $\mu\text{Gali}$  i można je traktować jako *grawimetrycznie równoważne*. Ponadto wystarczy je stosować tylko dla bardzo małych odległości sferycznych (do  $0,05^\circ$ ).

O ile stosowanie konkretnych algorytmów zależy tylko od preferencji czy przyjęcia lokalnego układu współrzędnych, o tyle traktowanie bliskich elementów atmosferycznych jako masy punktowe może prowadzić do istotnych rozbieżności. Rysunek 5.5 przedstawia różnice wartości efektu grawitacyjnego obliczonego dla Józefosławia przy użyciu wzorów na przyciąganie wycinka cylindrycznego względem wartości obliczonych, traktując wszystkie elementy atmosfery jako masy punktowe. Prowadzi to do istotnych rozbieżności na poziomie kilku dziesiątych  $\mu\text{Gala}$ . W skrajnych przypadkach te różnice sięgają jednego  $\mu\text{Gala}$ . Z tego powodu istotne jest uwzględnianie w obliczeniach wzorów na przyciąganie grawitacyjne prostych figur geometrycznych.

Rysunek 5.5 – Różnice efektu grawitacyjnego obliczonego przy użyciu wzorów na przyciąganie grawitacyjne walca a traktowaniem elementów atmosfery jako masy punktowej; obliczenia dla Józefosławia



Rysunek 5.6 – Zmiany wilgotności właściwej z modelu ERA dla Józefosławia na wybranych poziomach ciśnienia (odpowiednio naprzemienne kolory od góry 1000 hPa, 750 hPa, 500 hPa i 250 hPa)



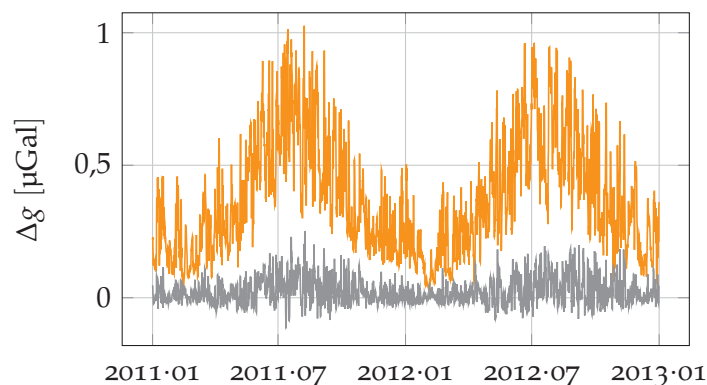
### Wpływ wilgotności powietrza

W poprzednim rozdziale przy wyprowadzeniu wartości funkcji Greena dla efektu grawitacyjnego nie uwzględniano wilgotności powietrza, jako że parametr ten jest sezonowo i geograficznie zmienny. Jest on dostępny w numerycznych modelach pogody. Spośród różnych parametrów opisujących zawartość wody w atmosferze, najwygodniej jest wykorzystywać wilgotność właściwą ( $s$ ) określającą stosunek masy wody do masy powietrza w tej samej objętości. Rysunek 5.6 pokazuje przykład zmiany wilgotności właściwej w Józefosławiu. Przedstawiono cztery szeregi dla różnych poziomów ciśnienia odpowiadających wysokościami przy powierzchni Ziemi oraz ok. 2 km, 5 km i 10 km. Zmiany wilgotności są największe dla małych wysokości, czyli tam gdzie są najbardziej istotne przy liczeniu efektu grawitacyjnego. Ponadto wyraźna jest sezonowa zmienność, a wartości oraz ich zmiany są największe latem.

Do określenia wpływu wilgotności powietrza na zmiany wartości efektu grawitacyjnego najłatwiej wykorzystać pomocniczy parametr meteorologiczny – temperaturę wirtualną ( $T_v$ ). Jest to wprost temperatura jaką powinno mieć powietrze suche, aby jego gęstość równała się gęstości powietrza wilgotnego przy tym samym ciśnieniu. Zatem subtelna zmiana wzoru 4.8 do postaci

$$\rho(z) = \frac{p(z)}{RT_v(z)} \quad (5.4)$$

Rysunek 5.7 – Wpływ nieuwzględnienia wilgotności powietrza w obliczeniu efektu grawimetrycznego; różnica pomiędzy wartościami uwzględniającymi i nieuwzględniającymi zawartość pary wodnej w atmosferze obliczone dla Józefosławia (—) i Rysów (—)



pozwała na obliczenie gęstości powietrza wilgotnego. Obliczenie temperatury wirtualnej sprowadza się do realizacji wzoru (Fleagle i Businger, 1963)

$$T_v = T(1 + 0,608 \cdot s). \quad (5.5)$$

W ten sam sposób wilgotność powietrza uwzględniają m. in. Gitlein i in. (2013).

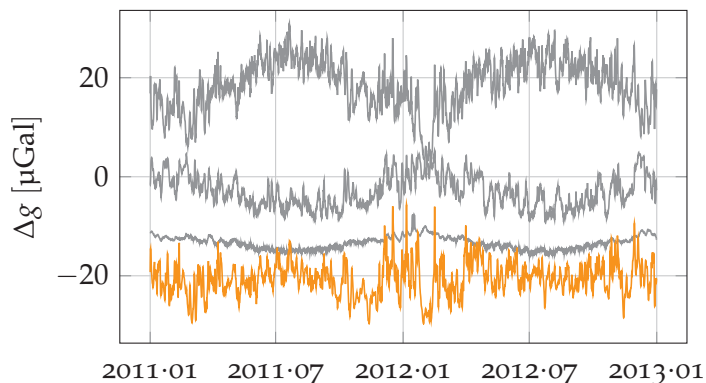
Rysunek 5.7 przedstawia wpływ pominięcia wilgotności powietrza w obliczeniach efektu grawitacyjnego. Biorąc pod uwagę przedstawiony wcześniej sezonowy charakter zmian wilgotności powietrza, łatwo wyjaśnić obserwowaną zależność. Zgodnie z wzorami 5.4 i 5.5 większa wartość wilgotności właściwej latem powoduje zmniejszenie gęstości powietrza, a tym samym zmniejszenie wartości bezwzględnej efektu grawitacyjnego. To zjawisko może powodować sezonowe efekty rzędu  $0,7 \mu\text{Gala}$  w Józefosławiu. W wypadku Rysów, ze względu na mniejsze zmiany wilgotności na dużych wysokościach oraz na wpływ warstw atmosferycznych położonych poniżej stanowiska, efekt sezonowy jest niezauważalny. Pojawia się jednak wzrost różnic przy nieuwzględnianiu i uwzględnianiu wilgotności powietrza w obliczeniach podczas lata.

#### *Wpływ różnych warstw atmosfery*

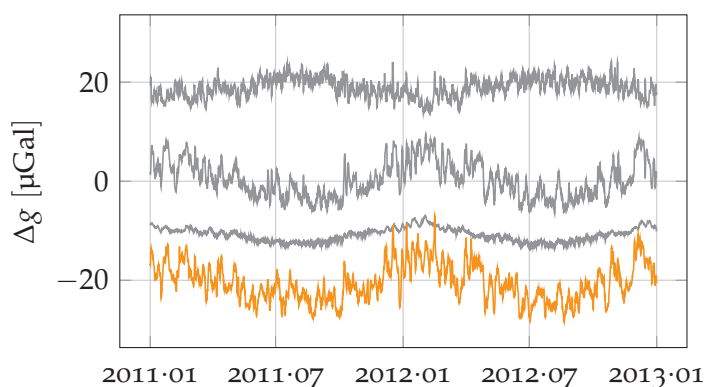
Kontynuując rozważania dotyczące wpływu różnych czynników na wyznaczenie efektu grawitacyjnego w metodzie 3D, należy przedstawić wpływ różnych warstw atmosfery na całkowity sygnał grawimetryczny. Problem pionowego zasięgu atmosfery został już częściowo nakreślony w punkcie dotyczącym funkcji Greena (4.3.1). Tam też pokazano, że należy uwzględniać również bardzo wysokie warstwy atmosferyczne, choć większość mas atmosferycznych znajduje się w troposferze. Pominięcie górnych warstw stratosfery nie tylko powoduje niedoszacowanie efektu grawitacyjnego, lecz także może powodować jego sezonowe oscylacje.

Na rysunkach 5.8 i 5.9 przedstawione są szeregi czasowe efektu grawitacyjnego obliczone przy użyciu metody 3D z rozróżnieniem na wpływ różnych warstw atmosferycznych. Abstrahując od krótkookresowych zmian wartości, na rysunku 5.8 widać wyraźną sezonową zmienność wpływu troposfery z amplitudą ok.  $10 \mu\text{Gali}$ . Tę prawidłowość ponownie można wytłumaczyć sezonową zmianą temperatury atmosfery i pionową zmianą wysokości środka ciężkości

Rysunek 5.8 – Porównanie wpływu różnych warstw atmosfery na efekt grawitacyjny w Józefosławiu; od góry odpowiednio wpływ warstw 0–10 km, 10–20 km, 20–60 km, 0–60 km (—); dla lepszej czytelności szeregi czasowe zostały rozsunięte



Rysunek 5.9 – Porównanie wpływu różnych warstw atmosfery na efekt grawitacyjny dla Rysów; oznaczenia jak na rysunku 5.8



atmosfery. Latem jest on wyżej, zatem wartości efektu grawitacyjnego są mniejsze (co do wartości bezwzględnej, zobacz też przypis 3 na stronie 79). Wartości efektu grawitacyjnego powodowane przez dolną stratosferę (10–20 km) powodują sezonowe zmiany z przeciwnym znakiem. W przypadku wyższych warstw atmosfery (20–60 km) krótkookresowe efekty mają drugorzędne znaczenie, natomiast nadal widać zmiany sezonowe na poziomie 2–3  $\mu\text{Gal}$ . Oznacza to, że używanie numerycznych modeli o niewielkim zasięgu pionowym nie znajduje zastosowania w wyznaczaniu atmosferycznych poprawek grawimetrycznych. Sumowanie wpływu wszystkich warstw atmosferycznych prowadzi do szeregu czasowego, w którym dominują okresowości kilku dobowe związane z synoptycznymi zmianami ciśnienia atmosferycznego.

Ciekawe wnioski można uzyskać rozpatrując wpływ tych samych warstw atmosfery dla stanowisk na dużej wysokości — na przykładzie Rysów (rysunek 5.9, w tej samej skali jak dla Józefosławia). Sezonowe efekty w troposferze są efektywnie zmniejszane poprzez masy atmosferyczne położone poniżej wysokości stanowiska i mniejszą względną grubość tych położonych powyżej. Wpływ dolnej i górnej warstwy stratosfery jest podobny jak dla stacji nizinnej. W całkowitym efekcie można wyróżnić silną sezonową zależność. Wprawdzie punkt pomiarowy na Rysach wydaje się mieć czysto teoretyczne zastosowanie w kontekście precyzyjnych pomiarów grawimetrycznych, to jednak w wypadku wielu rejonów Ziemi uwzględnianie korekcy grawimetrycznych 3D może mieć kluczowe znaczenie, jeżeli wyznaczone są długookresowe zmiany przyspieszenia siły ciężkości na podstawie krótkich i nieregularnych pomiarów grawimetrycznych.

# PORÓWNANIE RÓŻNYCH METOD OBLICZANIA POPRAWKI ATMOSFERYCZNEJ ORAZ ICH WERYFIKACJA NA PODSTAWIE DANYCH GRAWIMETRYCZNYCH

# 6

**W** POPRZEDNICH rozdziałach szczegółowo zostały omówione różne sposoby obliczania wpływu atmosfery na mierzone wartości przyspieszenia siły ciężkości. Wymienione zostały ich wady i zalety, pokazana złożoność obliczeń, a także szereg efektów wpływających na modelowanie tych wartości. W tym miejscu porównane zostaną wyniki różnych metod i skonfrontowane z obserwacjami wykonanymi przy pomocy grawimetrów nadprzewodnikowych, wchodzących w skład sieci GGP. Znaczenie redukcji atmosferycznych zostanie przedyskutowane na przykładzie rezyduów obserwacyjnych i wyznaczeniu parametrów geodynamicznych z pomiarów grawimetrycznych.

## 6.1 PORÓWNANIE RÓŻNYCH METOD OBLICZANIA WPŁYWU ATMOSFERY NA WARTOŚCI PRZYSPIESZENIA SIŁY CIĘŻKOŚCI

Rozdziały 1, 3, 4, 5 przedstawiały różne metody obliczania zmian przyspieszenia siły ciężkości wywoływane przez atmosferę z rozróżnieniem efektów bezpośrednich i pośrednich. W tym punkcie porównane zostaną wyniki ze wskazaniem charakteru i rzędu rozbieżności pomiędzy poszczególnymi metodami.

Ważne jest wyjaśnienie, że w tym rozdziale nie będą osobno traktowane poszczególne elementy efektu atmosferycznego. Efekt atmosferyczny obliczony na podstawie metody 2D lub 3D utożsamiany jest z wypadkową efektu grawitacyjnego 2D lub 3D i efektu deformacyjnego.

Ponadto prezentowane tutaj wyniki będą uwzględniały wszelkie drobne efekty, na które zwracano uwagę wcześniej. Powierzchniowe dane atmosferyczne zostały *przeniesione* z poziomu numerycznego modelu pogody na poziom numerycznego modelu terenu (rozdział 2). W metodzie 3D uwzględnione zostały wspomniane wcześniej wszystkie detale, takie jak wilgotność powietrza oraz zastosowano wzór na przyciąganie grawitacyjne bliskich warstw atmosferycznych jako wycinków cylindrycznych (rozdział 5). Nieprzedstawione tutaj testy numeryczne pokazały, że uwzględnianie tych efektów poprawia (czasami nieznacznie, ale zawsze) wyniki, przy porównaniu z danymi grawimetrycznymi.

Te porównania zestawione będą dla wybranych stacji dysponujących grawimetrami nadprzewodnikowymi, wchodzących w skład sieci GGP (dane dotyczące stacji znajdują się w tabeli D.1, a ich geograficzne rozmieszczenie na rysunku D.1). Ponieważ różnice metod fizycznych względem metod statystycznych są najistotniejsze dla długookresowych zmian siły ciężkości, w porównaniach użyte były dane grawimetryczne z rozdzielczością czasową 6 h. Dobór taki powoduje, że efekty atmosferyczne liczone są z danych meteorologicznych podawanych dla

tych samych epok, bez konieczności żadnej interpolacji. Wprawdzie przyjęta rozdzielczość czasowa powoduje, że nie można wyróżnić częstotliwości większych niż 2 cpd, jednak nie jest to istotne dla rozprawy zagadnienie, gdyż w tym zakresie widma wszystkie metody dają takie same rezultaty.

### 6.1.1 Wartości efektu atmosferycznego

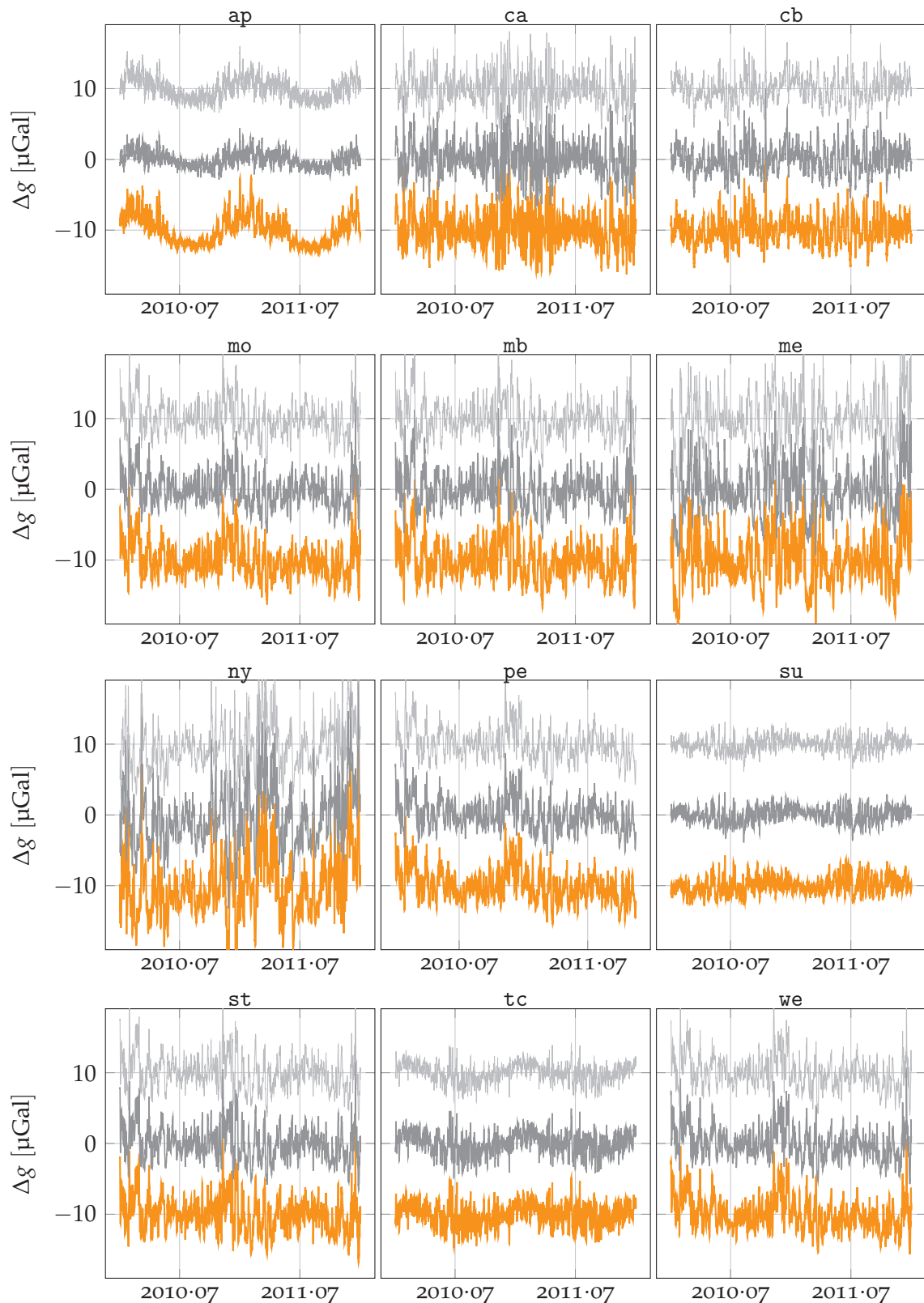
Rysunek 6.1 przedstawia wartości całkowitego efektu atmosferycznego obliczonego przy pomocy metod 1D, 2D oraz 3D dla wybranych stacji. Okres obserwacji, a także dobrana skala nie pozwalają na rozróżnienie subtelnych różnic wartości dla różnych metod obliczeń. Jest to celowy zabieg wskazujący, że wszystkie metody, mimo ich zupełnie różnych założeń koncepcyjnych, dają bardzo zbliżone wyniki. Znaczenie subtelnych różnic między nimi zostanie podane w dalszej części, natomiast rysunek 6.1 posłuży do zaprezentowania charakterystyki efektów atmosferycznych na różnych stacjach GGP.

Atmosfera powoduje zmiany przyspieszenia siły ciężkości dochodzące nawet do kilkudziesięciu  $\mu\text{Gali}$ , co było już wielokrotnie podkreślane. W przypadku wysoko położonych stacji takich jak ap czy su, krótkookresowe zmiany wartości efektu atmosferycznego są mniejsze, natomiast uwidaczniają się sezonowe zmiany związane z przemieszczaniem się wysokości środka ciężkości atmosfery (omówione wcześniej w punkcie 5.2.2). W przypadku stacji su te zmiany sezonowe są mniejsze, co wiąże się z mniejszą szerokością geograficzną, a tym samym mniejszymi rocznymi amplitudami temperatury. Ponadto w obszarach okołozwrotnikowych i równikowych same zmiany ciśnienia atmosferycznego są znacznie mniejsze, co powoduje relatywnie niewielkie wartości efektu atmosferycznego w tych obszarach (zobacz także mapy 3.5 i 4.13). Największe wartości zgodnie z oczekiwaniami znajdują się na dużych szerokościach geograficznych — stacje ny i w mniejszym stopniu me. Zwraca uwagę również pewna prawidłowość dla stacji europejskich (mo, mb, pe, st, we), dla których zmiany wartości efektu atmosferycznego są większe zimą, co jest konsekwencją większych zmian ciśnienia atmosferycznego w tym czasie. Ponadto wyraźne podobieństwo zmian wartości dla tych stacji potwierdza poprzednie sformułowania, że za znakomitą większość efektu atmosferycznego odpowiadają regionalne, synoptyczne zmiany parametrów meteorologicznych.

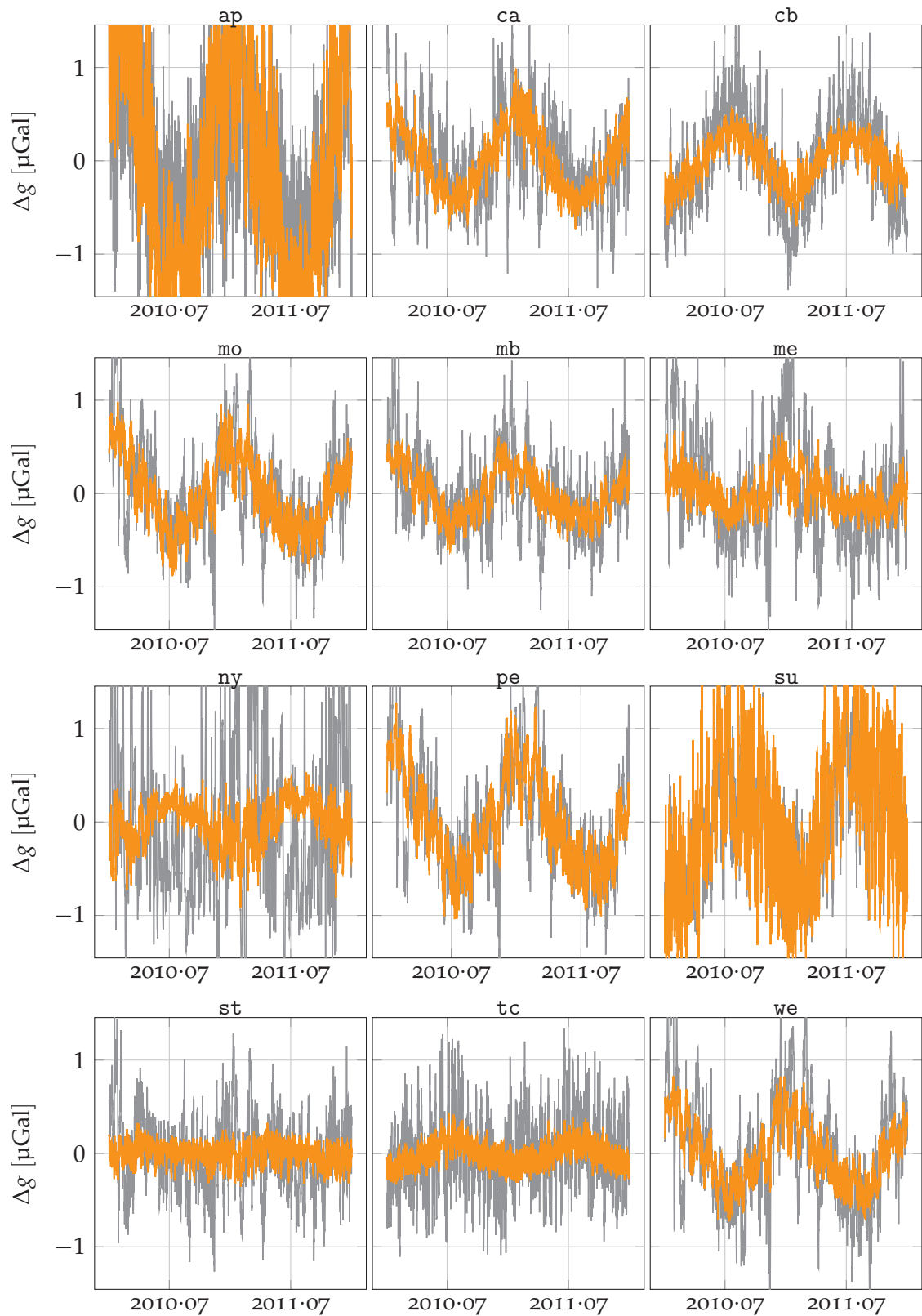
### 6.1.2 Różnice wartości efektu atmosferycznego

Podkreślana w poprzednim podpunkcie bardzo dobra zgodność wyników różnych metod obliczania efektu atmosferycznego (rysunek 6.1) pokazuje, że w większości zagadnień grawimetrycznych nadzwyczaj proste wykorzystanie lokalnie pomierzonych wartości ciśnienia atmosferycznego jest wystarczające. Jednak w przypadku precyzyjnych pomiarów grawimetrycznych (balistycznych czy nadprzewodnikowych) dobór metody obliczenia poprawki grawimetrycznej może mieć zasadnicze znaczenie.

Rysunek 6.2 przedstawia różnice pomiędzy wartościami obliczonymi na podstawie różnych metod. Dopiero tutaj uwidaczniają się niewielkie różnice na

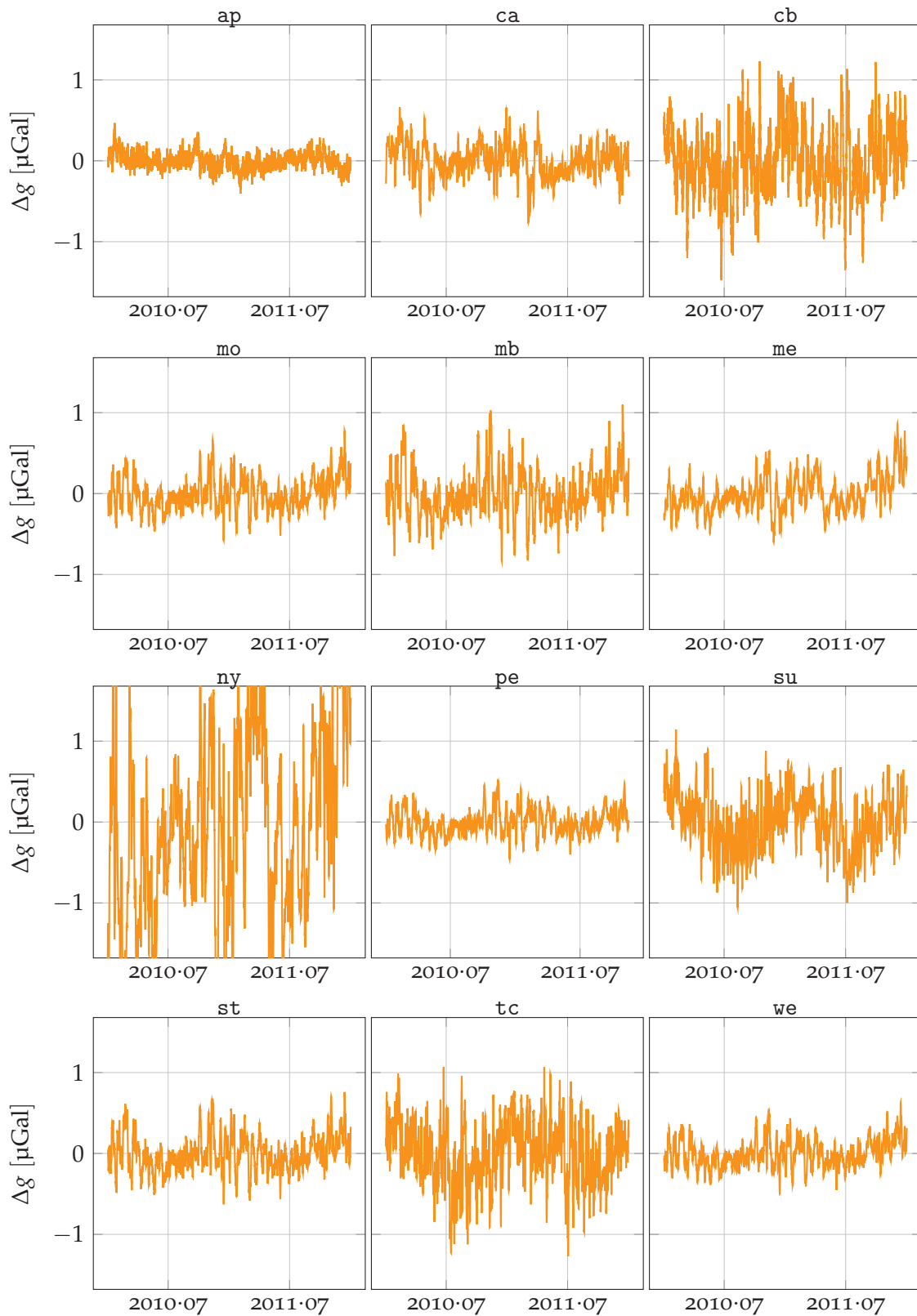


Rysunek 6.1 – Porównanie wartości całkowitego efektu atmosferycznego obliczonego przy pomocy różnych metod — używając standardowego współczynnika  $-0,3 \mu\text{Gal hPa}^{-1}$  i metody 1D (—), przyjmując hipotezę IB dla obliczenia efektu deformacyjnego oraz wykorzystując metodę 2D (—) i 3D (—) do obliczenia efektu grawitacyjnego; dla lepszej czytelności szeregi czasowe zostały rozsunięte



Rysunek 6.2 – Różnice wartości efektu atmosferycznego dla wybranych stacji; odpowiednio 3D – 1D (—) oraz 3D – 2D (—)





Rysunek 6.3 – Różnice wartości efektu deformacyjnego w zależności od przyjętej hipotezy reakcji mórz i oceanów na zmiany ciśnienia atmosferycznego (IB-NIB)

poziomie pojedynczych  $\mu\text{Gali}$ . Największe różnice widać dla stacji położonych na dużych wysokościach tj. ap i su (zobacz dyskusję w punkcie 5.2.2).

Dla większości stacji obserwowane są sezonowe różnice z różną amplitudą. Neumeyer i in. (2004) w swojej pracy uznali ten efekt za prawidłowość wynikającą z pionowego ruchu mas atmosferycznych i otrzymali podobne różnice w stosunku do metody 1D dla stacji vi. Klügel i Wziontek (2009) przeprowadzili z kolei testy dla stacji ho i wskazali, że amplituda roczna jest wynikiem niedostatecznego uwzględnienia górnych warstw atmosfery (w prezentowanych badaniach również nie widać istotnej sezonowej rozbieżności dla tej stacji, podobnie jak to jest w przypadku stacji st na rysunku 6.2). Dysponując znacznie większym materiałem do analiz w tej rozprawie niż autorzy wspomnianych prac, można wnioskować, że te sezonowe zmiany różnic wartości efektu grawitacyjnego obliczonego na podstawie metod 3D i 1D zależą przede wszystkim od wysokości stacji. Dla stacji położonych na małych wysokościach rzeczywiście sezonowe zmiany wartości w troposferze i górnych warstwach atmosfery wzajemnie się kompensują. Natomiast dla stacji położonych wyżej wspomniane rozbieżności w istocie mają charakter sezonowy. Szczegółowa analiza rysunku 6.2 i danych w tabeli D.1, a także nie przedstawionych tu wyników, uwiarygadnia tę zauważoną prawidłowość.

Zgodnie z przewidywaniami wpływ sezonowych zmian temperatury na położenie środka ciężkości słupa powietrza ma znak przeciwny w przypadku stacji położonych na półkuli południowej (cb, su, tc), a także jest mniejszy w przypadku stacji na małych szerokościach geograficznych (tc).

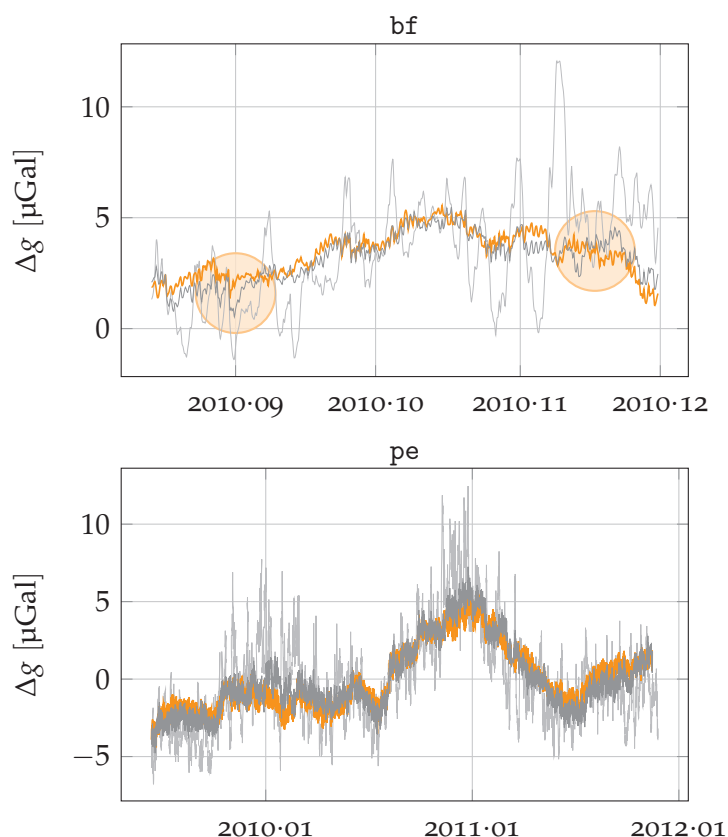
Różnice pomiędzy metodami 3D i 2D jak i różnice między 3D i 1D mają podobny charakter, choć te pierwsze są zazwyczaj znacznie mniejsze. Jest to związane z tym, że metoda 1D z użyciem standardowego współczynnika w żaden sposób nie uwzględnia tłumienia efektu deformacyjnego przez oceany. Jest to szczególnie istotne w przypadku stacji na wyspach (np. Spitsbergen, ny), ale wyraźne również dla innych stacji położonych niedaleko oceanów. Sytuację nieznacznie tylko poprawia wyznaczenie współczynnika wpływu atmosfery z synchronicznych pomiarów grawimetrycznych i wartości ciśnienia atmosferycznego. Największe rozbieżności pomiędzy metodami fizycznymi (2D, 3D) względem metody statystycznej (1D) są rzeczywiście obserwowane dla stacji, dla których różnice wartości efektu deformacyjnego pomiędzy obliczeniami dla hipotez IB i NIB są największe — rysunek 6.3.

Ta ilustracja pokazuje również jak istotne jest odpowiednie modelowanie wpływu pośredniego efektu oceanicznego na obliczenie efektu atmosferycznego. W przypadku stacji wybitnie kontynentalnych (ap) różnice są zanedbywalnie małe, aczkolwiek w przypadku stacji na wyspach (ny) lub blisko wybrzeża (cb, tc) rozpiętości rzędu kilku  $\mu\text{Gali}$  są bardzo istotne.

## 6.2 PORÓWNANIE RÓŻNYCH METOD REDUKCJI ATMOSFERYCZNYCH

Przedstawione w poprzednim punkcie różnice wartości efektu atmosferycznego obliczone przy pomocy różnych metod są bardzo małe, ale wyraźne. Są rów-

Rysunek 6.4 – Szeregi czasowe obserwacji grawimetrycznych dla stacji bf i pe po usunięciu pływów ziemskich (—), oraz po odjęciu pływów ziemskich i obliczonego efektu atmosferycznego (metoda 1D — oraz metoda 3D —)



nież na poziomie dokładności współczesnej grawimetrii. Teoretycznie obliczanie efektu atmosferycznego przy pomocy metod fizycznych jest z założenia znacznie lepszym rozwiązaniem. W tym wypadku metody numeryczne odzwierciedlają rzeczywisty fizyczny charakter wpływu atmosfery na mierzone wartości siły ciężkości. Zatem metoda 3D uwzględniająca wszelkie subtelne zjawiska jest zdecydowanie *konceptyjnie* najlepsza. Obserwacyjna weryfikacja tej tezy nie jest jednak już taka oczywista i prosta, ze względu na bardzo małe różnice pomiędzy wynikami z różnych metod.

W tym miejscu przedstawiony jest szereg testów numerycznych pozwalających stwierdzić, czy rzeczywiście stosowanie złożonych metod obliczania atmosferycznych poprawek grawimetrycznych może powodować realną korzyść w przypadku opracowywania obserwacji grawimetrycznych. Do tego celu wykorzystane zostaną obserwacje z grawimetrów nadprzewodnikowych. Istotne jest przypomnienie konwencji przyjętej w tej rozprawie. Wszelkie wyniki przedstawione dotychczas dotyczyły *efektu* atmosferycznego — czyli wpływu atmosfery na siłę ciężkości. Do redukcji obserwacji stosowane są te same wartości z przeciwnym znakiem.

### 6.2.1 Rezydua obserwacji grawimetrycznych

Rysunek 6.4 przedstawia dwa przykłady szeregów czasowych pomiarów grawimetrycznych dla stacji bf oraz pe. Z obserwacji tych odjęte zostały wartości

teoretyczne pływów ziemskich, a także przedstawione zostały dwa dodatkowe szeregi, z których również wyeliminowano pływy ziemskie, a dodatkowo usunięto efekt atmosferyczny obliczony przy pomocy metody 1D oraz 3D (aby nie zmniejszyć czytelności wykresów nie są zaprezentowane tutaj wyniki metody 2D). Te reprezentatywne przykłady prowadzą do kilku spostrzeżeń. Wszystkie metody redukcji atmosferycznej dają zbliżone rezultaty i redukują zdecydowaną większość wpływu atmosfery z obserwacji grawimetrycznych. Zauważyć można również na górnym wykresie, że rezydua metody 3D mają czasem mniejszą wariancję niż rezydua metody 1D (te okresy obserwacyjne są dodatkowo oznaczone na wykresie 6.4). Jest to subtelna różnica, jednak *wyplaszczenie* rezyduów wskazuje na przewagę metody fizycznej. Takie krótkookresowe różnice mogą wynikać z wybitnie lokalnych zmian ciśnienia atmosferycznego, które nie są reprezentatywne dla regionalnego rozkładu ciśnienia atmosferycznego. Zmiany rzędu pojedynczych  $\mu\text{Gali}$  mogą być też wynikiem uwzględnienia fizycznego modelu reakcji wód morskich i oceanicznych na zmiany ciśnienia atmosferycznego.

Dolny wykres 6.4 pokazuje z kolei długookresowe różnice rezyduów obserwacyjnych. Rezydua metody 1D i 3D są bardzo podobne. Widoczne jest jednak delikatne *wyplaszczenie* rezyduów o charakterze sezonowym, gdy zastosowana została metoda fizyczna. Nie należy jednak przesądzać, że jest to dowód na przewagę metody 3D, gdyż w rezyduach zawarty jest cały szereg różnych efektów grawimetrycznych (tutaj głównie efekty związane z obciążeniami hydrosferą lądową), których wartości nie zawsze dają się modelować z tak dużą dokładnością, z jaką wyznaczane są tutaj efekty atmosferyczne.

Wskazane przykłady zalet zaawansowanych metod redukcji atmosferycznych nie są łatwe do wskazania w statystykach. Odchylenia standardowe rezyduów uzyskanych różnymi metodami są bardzo podobne i jedynie wyraźne jest ich zmniejszenie w porównaniu do szeregu czasowego, w którym korekcja atmosferyczna nie została zastosowana. Jest to spowodowane dużą wariancją samych rezyduów w stosunku do różnic wariancji między poszczególnymi metodami.

### 6.2.2 Rezydua analizy pływowej

Numeryczne potwierdzenie zalet metod fizycznych w wypadku redukcji obserwacji grawimetrycznych jest wyraźne w przypadku rezyduów obserwacyjnych po analizie pływowej. W tym procesie eliminowany jest dryft przy pomocy wielomianów oraz wpasowywane są wartości amplitud głównych fal pływowych. Tabela 6.1 zawiera wartości odchylenia standardowego po wyrównaniu Metodą Najmniejszych Kwadratów obserwacji, które zostały poddane różnym korekcjom.

W początkowych kolumnach podane są odchylenia standardowe analizy pływowej bez żadnej korekcji atmosferycznej (BK) oraz analizy, w której lokalne wartości ciśnienia posłużyły do wyznaczenia współczynnika wpływu atmosfery (AN). W tej ostatniej procedurze parametry są wyznaczone łącznie, żeby uzyskać jak najmniejsze wartości rezyduów obserwacyjnych. Ta metoda jest uprzywilejowana w zaprezentowanym porównaniu, ponieważ pozwala na numeryczne dopasowanie wybranych parametrów wyrównania tak, aby odchylenie stan-

Tablica 6.1 – Porównanie wpływu redukcji atmosferycznych obliczonych różnymi metodami na odchylenie standardowe rezyduów analizy pływowej; powtórzenie akronimu stacji wskazuje, że na tym samym stanowisku była zmiana instrumentu, lub instrument nowego typu zaopatrzone był w dwa niezależne systemy mierzące; rozbieżności pomiędzy wyznaczonymi różnicami, a zaprezentowanymi wartościami, wynikają z zaokrąglenia; wartości w  $\mu\text{Gal}$ ach; wyjaśnienie wszystkich oznaczeń znajduje się w tekście

stacja	BK	AN	1D	2D	3D	3D-BK	3D-AN	3D-1D	3D-2D	IB-NIB	#
bo	2,33	1,90	1,94	1,93	1,91	-0,42	0,01	-0,03	-0,02	0,01	6906
ca	3,78	2,88	2,89	2,85	2,82	-0,96	-0,06	-0,06	-0,03	0,00	19883
cb	2,42	1,50	1,58	1,55	1,54	-0,88	0,04	-0,04	-0,01	-0,09	19811
es	4,70	4,21	4,22	4,19	4,18	-0,53	-0,04	-0,05	-0,02	-0,02	8746
ho	2,89	1,55	1,54	1,52	1,52	-1,36	-0,03	-0,01	0,00	-0,03	8884
ho	3,03	1,68	1,69	1,68	1,68	-1,35	0,00	-0,01	0,00	-0,03	8906
ma	9,60	9,48	9,49	9,49	9,49	-0,11	0,02	0,00	0,00	0,02	12770
mb	3,52	2,57	2,53	2,52	2,54	-0,98	-0,03	0,01	0,02	-0,02	23101
mc	3,99	3,36	3,27	3,27	3,27	-0,72	-0,09	0,00	0,00	-0,01	18648
me	5,76	4,40	4,61	4,59	4,60	-1,16	0,19	-0,01	0,00	-0,02	19917
mo	2,82	1,84	1,81	1,76	1,79	-1,02	-0,04	-0,01	0,03	-0,02	16755
ny	5,65	4,07	4,19	4,03	4,04	-1,61	-0,03	-0,14	0,01	-0,12	13918
pe	2,96	2,16	2,18	2,16	2,11	-0,85	-0,05	-0,07	-0,05	0,01	6548
st	4,83	4,21	4,26	4,25	4,25	-0,58	0,04	-0,01	0,00	-0,01	20205
su	8,61	8,56	8,55	8,58	8,58	-0,04	0,02	0,03	0,00	-0,02	9883
sy	5,34	4,39	4,39	4,32	4,31	-1,03	-0,07	-0,07	0,00	-0,01	4947
tc	4,77	4,58	4,59	4,60	4,59	-0,18	0,01	0,00	-0,01	-0,01	6308
vi	2,72	1,69	1,70	1,69	1,70	-1,02	0,00	-0,01	0,01	-0,02	13290
we	2,67	1,90	1,93	1,84	1,77	-0,90	-0,14	-0,16	-0,07	-0,02	2193
we	3,11	2,60	2,63	2,54	2,45	-0,65	-0,14	-0,18	-0,08	-0,02	2186
we	4,80	4,36	4,38	4,35	4,35	-0,46	-0,01	-0,03	0,00	-0,01	15539

dardowe rezyduów było jak najmniejsze. Załączone są również wartości, gdy wyrównaniu podlegały dane zredukowane odpowiednio przy pomocy różnych metod obliczania poprawek atmosferycznych (odpowiednio 1D, 2D i 3D). Przy korekcjach fizycznych użyta została hipoteza IB. W dalszych kolumnach przedstawione są różnice wariancji w różnych kombinacjach, w których wartości dodatnie oznaczone są jaśniejszym kolorem. Podana została różnica pomiędzy wartościami odchylenia standardowego pomiędzy metodą 3D, w której użyta została hipoteza odwróconego barometru oraz metodą 3D, w której zastosowano hipotezę nieodwróconego barometru (IB-NIB). Symbol # oznacza liczbę obserwacji grawimetrycznych (rozdzielczość 6 h) wykorzystanych w obliczeniach.

Analizując wartości w tabeli 6.1 można zauważyć, że stosowanie dowolnej metody korekcji atmosferycznej znakomicie zmniejsza rezydua obserwacji po wyrównaniu. Nie jest to w żaden sposób zaskakujące, ale potwierdza znaczenie korekcji atmosferycznych.

Zgodnie z informacjami podanymi w rozdziale 3 hipoteza IB jest dobrym modelem reakcji wód wszechoceanu na zmiany ciśnienia atmosferycznego. Również stosowanie hipotezy IB w opracowaniu obserwacji grawimetrycznych powoduje poprawę wyników dla zdecydowanej większości prezentowanych stacji (ujemne wartości w kolumnie IB-NIB). W pozostałych przypadkach różnice są nieznaczące.

Dla stacji bo jest to wynik dużej odległości od oceanów. W przypadku stacji ca znaczenie może mieć skomplikowany system reakcji wód zatoki Hudsona na zmiany ciśnienia atmosferycznego, jako że jest to akwen częściowo zamknięty. Podobne znaczenie może mieć Morze Północne i Morze Bałtyckie w przypadku stacji pe, gdzie również różnice pomiędzy dwiema skrajnymi hipotezami przy liczeniu efektu deformacyjnego nie jest duża. Z kolei dla stacji ma decydujące mogą być bliskie morza półotwarte i skomplikowana linia brzegowa Japonii.

Częsta poprawa odchylenia standardowego w przypadku różnic 3D–AN jest istotnym wskaźnikiem dobrej jakości obliczonych poprawek fizycznych. Ujemne wartości w tej kolumnie wskazują, że złożone podejście z uwzględnieniem przestrzennego rozkładu parametrów meteorologicznych ma przewagę nad tym, w którym większa jest liczba stopni swobody. Bardzo dobrze to świadczy o metodach fizycznych. Wartości dodatnie w tym miejscu nie świadczą natomiast o słabości redukcji atmosferycznej.

Porównanie metody 3D z metodą 1D w większości przypadków daje poprawę rezultatów. Dla niektórych stacji metoda fizyczna nie jest lepsza od statystycznej, ale dzieje się zazwyczaj w przypadku stacji, dla których było mniej dostępnych obserwacji. Właśnie w przypadku efektów długookresowych znaczenie metody 3D jest największe.

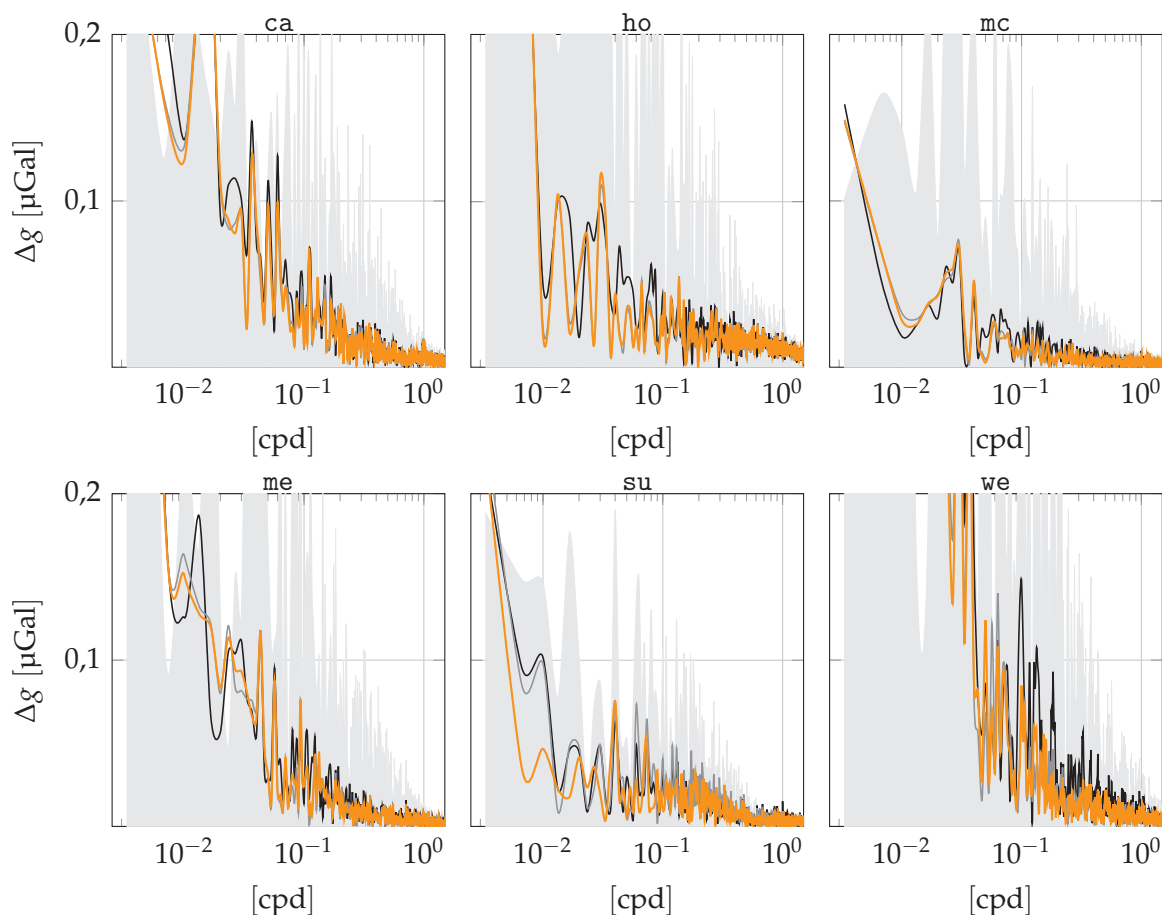
W przypadku różnic pomiędzy metodami 3D i 2D poprawa jest mniej wyraźna. Można wskazać jednak prawidłowość, że tam gdzie zaobserwowano poprawę w przypadku metody 3D jest ona ilościowo większa, niż tam gdzie tej poprawy nie ma.

Wprawdzie pokazana statystyka nie jest w pełni jednoznaczna, jest jednak bardzo korzystna dla tezy postawionej we wstępie pracy. Metody fizyczne są zazwyczaj lepsze w kontekście odchylenia standardowego rezyduów obserwacji po analizie pływowej. Niestety należy wskazać także problemy przedstawionej weryfikacji. Sygnał grawimetryczny zawiera całe spektrum zjawisk geodynamicznych i geofizycznych (zob. rów. wstęp do rozprawy). Ponadto nie jest brana w tych analizach jakość obserwacji, a te są często *poszarpane*, niekompletne i zaburzone (np. ap – stanowisko pod budującym w budowie obserwatorium astronomicznym)<sup>1</sup>. W wielu przypadkach liczba dostępnych obserwacji jest stosunkowo niewielka, co szczególnie ogranicza analizy dla małych częstotliwości, w których testy syntetyczne wskazywały największe różnice pomiędzy różnymi metodami korekcji atmosferycznej. Kryterium rezyduów nie może być jedynym wskaźnikiem jakości rozwiązania. Jest to dość istotne ograniczenie i nie istnieje odpowiedni test rozstrzygający, które metody są jednoznacznie najlepsze. Wszelkie zaprezentowane porównania należy traktować raczej jako *silne przesłanki*, a nie definitywne testy.

### 6.2.3 Widmo amplitudowe rezyduów analizy pływowej

Przewaga metod fizycznych, w tym głównie metody 3D uwidacznia się dobrze w widmie amplitudowym rezyduów po analizie pływowej. Na rysunku 6.5 przed-

<sup>1</sup> z tego powodu w niektórych analizach nie są pokazane wyniki dla wszystkich rozpatrywanych stacji



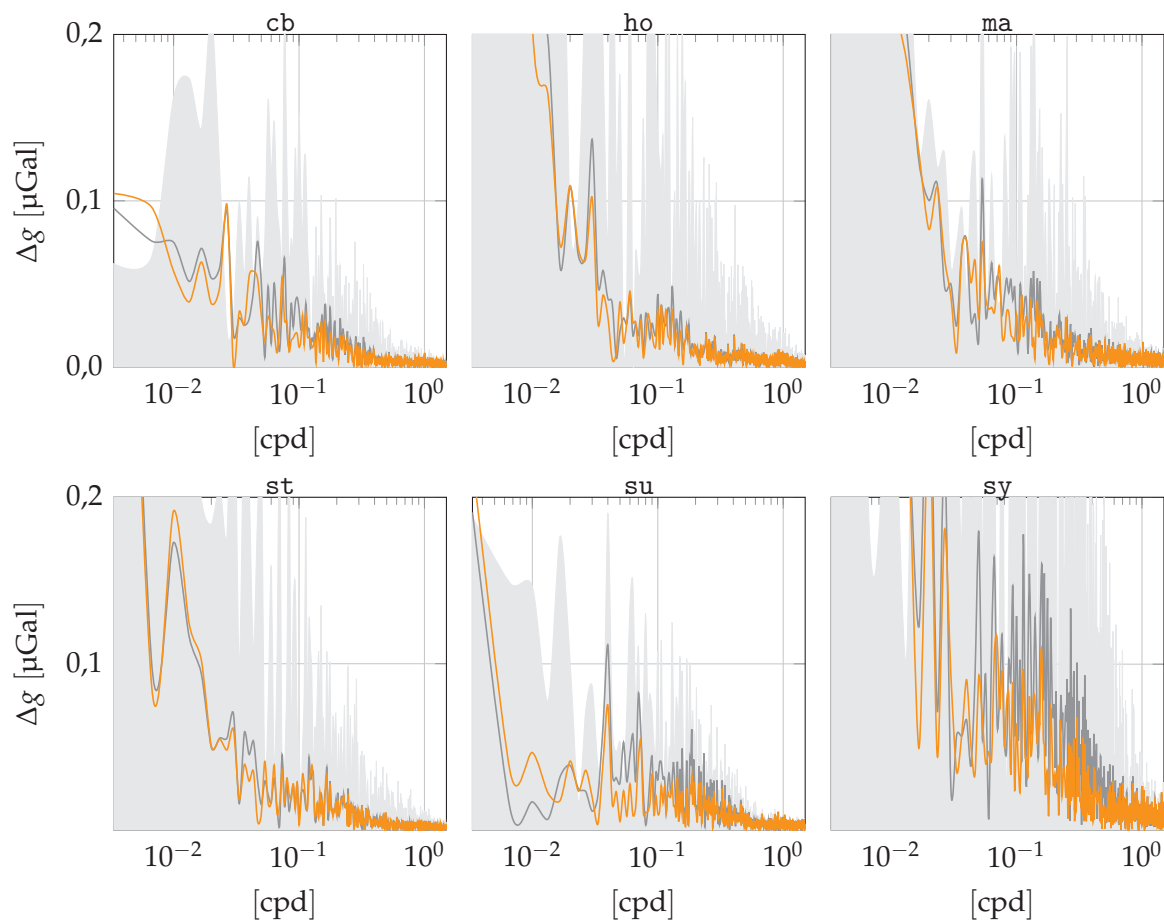
Rysunek 6.5 – Widmo amplitudowe rezyduów po analizie pływowej, gdy nie była stosowana żadna korekcja atmosferyczna (■), z korekcją atmosferyczną 1D (—), 2D (—) i 3D (—)

stawione są wybrane stacje. W większości wypadków spektra dla różnych metod redukcji są podobne lub nierozróżnialne (np. ca, ho), a dla dużych częstotliwości — takie same. Widać jednak często przewagę metod 2D i 3D dla średnich i niskich częstotliwości (we). Szczególnym przykładem, w którym metoda 3D jest najlepsza zaobserwowano dla stacji su. Na wykresach, w tle, pokazane jest również widmo rezyduów, gdy do analizy pływowej nie zastosowano żadnej redukcji atmosferycznej.

Posługując się widmem amplitudowym rezyduów można wskazać przewagę hipotezy IB nad hipotezą NIB w przypadku obliczania efektu deformacyjnego, jako składnika całkowitej poprawki atmosferycznej. Na rysunku 6.6 przedstawione są wyniki dla kilku stacji. Zalety hipotezy IB są ewidentne szczególnie dla stacji nadbrzeżnych lub w bliskiej odległości od oceanów (cb, ma, su).

#### 6.2.4 Wyznaczanie współczynników grawimetrycznych

Biorąc pod uwagę ograniczenia w możliwości jednoznacznej weryfikacji jakości metod redukcji atmosferycznych Neumeyer i in. (2004), a później również Klügel



Rysunek 6.6 – Widmo amplitudowe rezyduów po analizie pływowej, gdy nie była stosowana żadna korekcja atmosferyczna (■), z korekcją atmosferyczną 3D i zastosowaniem hipotezy NIB (—), oraz z korekcją 3D i zastosowaniem hipotezy IB (—)

i Wziontek (2009) zaproponowali jako kryterium wartości współczynników grawimetrycznych dla długookresowych fal pływowych. Te wyniki można porównać z teoretycznymi wartościami (Dehant i in., 1999), które są dobrze określone na podstawie modeli budowy Ziemi. Jednak w tym wypadku, aby określać współczynniki grawimetryczne, należy dysponować długim szeregiem obserwacyjnym niezaburzonych i dokładnych obserwacji. Analizy fal długookresowych są dodatkowo utrudnione z powodu dryftu grawimetrów (w przypadku grawimetrów nadprzewodnikowych ten dryft jest mały, ale nie do zaniedbania).

W przeprowadzonych analizach również zauważone zostały różnice w wyznaczanych współczynnikach grawimetrycznych fal pływowych, jednak ponownie wyniki dla wszystkich stacji, z uwagi na problemy obserwacyjne, nie są jednoznaczne. Co ważne, w przypadku fal półdobowych, dobowych czy dwutygodniowych, dobór metody korekcji atmosferycznej nie wpływa na wyniki. Świadczy to o tym, że metody fizyczne nie są gorsze w przypadku częstotliwości krótkookresowych. Różnice pojawiają się w przypadku pływów miesięcznych, półrocznych i rocznych. Precyzyjne wyznaczenie tych fal jest trudne nie tylko ze



względu na konieczność opracowywania długich obserwacji grawimetrycznych, lecz także z powodu bardzo małych amplitud tych fal i bliskich częstotliwości innych zjawisk, wpływających na zmiany mierzonego przyspieszenia siły ciężkości.

Nie są podane wyniki współczynników grawimetrycznych wyznaczonych przy użyciu różnych metod korekcji, ponieważ w większości wypadków obliczenia znacznie odbiegają od teoretycznych wartości. Mimo to dla kilku stacji rzeczywiście wartości te uległy nieznacznemu, ale wyraźnemu zbliżeniu do wartości przewidywanej, jeżeli do redukcji atmosferycznych użyte były modele fizyczne. Jako przykład można przywołać falę słoneczną półroczną ( $S_{sa}$ ) dla stacji pe, dla której przewidywany współczynnik grawimetryczny dla tego stanowiska wynosi 1,16, a sama amplituda fali to zaledwie 2,25  $\mu\text{Gala}$ . Wyznaczone wartości, odpowiednio bez korekcji atmosferycznej (1,02), z wpasowaniem wartości lokalnego ciśnienia (1,10), z korekcją metodą 1D (1,10), 2D (1,13) i 3D (1,15), rzeczywiście poprawiały się wraz z użyciem coraz bardziej zaawansowanej metody redukcji.

W przypadku danych z grawimetrów nadprzewodnikowych można również wyznaczać odpowiednik współczynnika grawimetrycznego dla fali związanej z ruchem bieguna Ziemi. Zmiany siły ciężkości wynikające ze zmiany osi obrotu mają okres ok. 14 miesięcy i są powodowane przez zmienną odległość punktów od osi obrotu Ziemi. W wyniku elastycznych i lepko-elastycznych deformacji Ziemi odpowiedni współczynnik grawimetryczny jest większy od jedności. Ten współczynnik wzmocnienia wynosi teoretycznie 1,16. Przedstawione są wyznaczone wartości ponownie dla stacji pe w tej samej kolejności dla różnych metod redukcji jak w poprzednim akapicie — odpowiednio 1,26; 1,08; 1,05; 1,11; 1,14. Poprawa zgodności wartości wyznaczonych z wartościami przewidywanymi wskazuje zalety metody 3D w kontekście badania współczynnika grawimetrycznego dla zjawiska związanego z ruchem bieguna.

Przedstawione w tym akapicie rozważania, wraz z gromadzeniem dalszych danych oraz ich rygorystyczną selekcją będą nabierały na znaczeniu jako test weryfikujący poszczególne rodzaje korekcji atmosferycznych.



## PODSUMOWANIE I WNIOSKI

**W** PRZEDSTAWIONEJ rozprawie podjęta została tematyka wyznaczania atmosferycznych poprawek grawimetrycznych. Szczegółowo zostały omówione różne metody obliczania efektów atmosferycznych, w tym metody teoretyczne, metody uwzględniające lokalne zmiany ciśnienia atmosferycznego, metody oparte na statystyce pomiarów siły ciężkości Ziemi wraz z rejestrowaniem zmian ciśnienia atmosferycznego oraz metody, które odzwierciedlają rzeczywisty, fizyczny charakter zjawiska wpływu atmosfery na mierzone wartości siły ciężkości.

We wszystkich przypadkach podane zostały teoretyczne rozważania oraz wynikające z nich algorytmy obliczeniowe. Za każdym razem przedstawiono różne testy numeryczne, które identyfikowały zalety, wady i ograniczenia poszczególnych metod, lub służyły do określenia znaczenia wpływu poszczególnych składników opisywanych zjawisk.

Różne metody redukcji atmosferycznych zostały porównane z danymi obserwacyjnymi z grawimetrów nadprzewodnikowych. Przedstawione zostały rezydua obserwacji po zastosowaniu różnych metod redukcji, a także wyniki wyznaczenia parametrów pływowych.

Bez wątplenia metoda 3D jest *konceptyjnie* rozwiązaniem najlepszym, gdyż w jak najpełniejszy sposób odzwierciedla charakter opisywanego w rozprawie zjawiska. Nie istnieje w pełni jednoznaczny test pomiarowy potrafiący wskazać, która z metod jest najlepsza w przypadku redukcji atmosferycznych pomiarów grawimetrycznych. Istnieją za to przesłanki, które skłaniają do wniosku, że rzeczywiście metody fizyczne, w tym głównie metoda opisywana w pracy jako metoda 3D, dają wyraźną poprawę wyznaczanych parametrów pływowych i najlepiej minimalizują rezydua obserwacyjne. Potwierdza to tezę postawioną we wstępie do tej rozprawy. Te zalety uwidaczniają się w przypadku zjawisk o okresach rzędu miesięcy i dłuższych, natomiast w przypadku okresów krótszych wszystkie metody dają porównywalne wartości efektu atmosferycznego.

Zaprezentowane wyniki i analizy skłaniają do konkluzji, że w przypadku interpretacji długookresowych zmian siły ciężkości należy stosować zaawansowane metody redukcji atmosferycznych, w tym głównie metodę 3D. Różnice względem klasycznych metod są większe niż dokładności współczesnych precyzyjnych pomiarów grawimetrami balistycznymi lub nadprzewodnikowymi.

W opinii autora do *głównych osiągnięć* tej pracy należy zaliczyć ilościowe i jakościowe analizy wpływu poszczególnych zjawisk i subtelnych efektów na wyznaczaną wartość efektu atmosferycznego (rozdziały 3, 4, 5). Brak ich dotąd

w literaturze, lub ich wpływ jest tylko lapidarnie opisywany — jako znaczący lub nieznaczący — bez określania pełnego charakteru zjawiska. Z powodu ograniczonego miejsca w publikacjach, również rozważania na temat możliwości wykorzystania danych z numerycznych modeli pogody w kontekście wyznaczania atmosferycznych poprawek grawimetrycznych, nie były przedstawiane.

W zaprezentowanych analizach szczególnie starannie określany był wpływ efektów topograficznych, z wykorzystaniem wysokorozdzielczego modelu  $\text{ETOPO1}$ . Znaczenie tego zjawiska nie było wyraźnie w poprzednich pracach podkreślane i z reguły pomijane. Znane z literatury algorytmy wyznaczania grawitacyjnego efektu 3D zostały zmodyfikowane, aby uwzględniały relacje geometryczne związane z wysokością stacji i rozkładem mas atmosferycznych związanych z topografią.

Poprzednie prace, które można znaleźć w literaturze, podpierane były obserwacjami z niewielkiej liczby grawimetrów. W tej rozprawie wykorzystane zostały wszystkie dostępne publicznie i dostatecznie długie szeregi obserwacyjne z grawimetrów nadprzewodnikowych należących do projektu GGP.

W tej pracy wykorzystano przedstawione uprzednio w literaturze idee, jednak często rozwiązania te były modyfikowane. Wyznaczone zostały nowe wartości funkcji Greena dla efektu grawitacyjnego (dodatek C). Nową koncepcją są *lokalne* i *chwilowe* funkcje Greena dla efektu atmosferycznego, i chociaż ich znaczenie praktyczne jest niewielkie, to wskazują *numeryczną nieodpowiedniość* funkcji Greena liczonych w klasyczny sposób.

Praktycznym efektem rozprawy jest również dostępny, otwarty kod programu pozwalający na modelowanie wpływu atmosfery na przyspieszenie siły ciężkości oraz internetowy serwis obliczeniowy. Złożoność obliczeniowa i potrzeba dysponowania dużymi zbiorami danych meteorologicznych jest znacznym utrudnieniem, i przyczyną stosunkowo małej popularności metod fizycznych redukcji atmosferycznych w środowisku grawimetrycznym. Wiąże się to z potrzebą równoczesnego modelowania efektów bezpośrednich i pośrednich wpływu atmosfery na mierzone przyspieszenie siły ciężkości. Dodatkowo sytuację komplikuje różny wpływ zmian ciśnienia atmosferycznego nad powierzchnią kontynentów i oceanów. Stworzony system internetowy usuwa te uciążliwości, a udostępniony, dający się modyfikować kod programu, może służyć użytkownikom, którzy chcieliby przeprowadzić własne analizy.

Należy dodać, że istnieje już jeden serwis obliczający poprawki atmosferyczne przy pomocy 3D (ATMACS, 2014) utworzony przez BKG w Niemczech. Jednak wykorzystuje on inne dane meteorologiczne. Ponadto obliczenia wykonywane są dla zdefiniowanych stacji, co zostało rozwiązane w stworzonym przy tej pracy serwisie, w którym użytkownik sam określa miejsce i czas obserwacji. Ponadto serwis ATMACS jest serwisem zamkniętym, kod programu i wszelkie szczegóły obliczeniowe nie są dostępne. Analizy wskazały wysoką korelację obliczonych wartości z wynikami serwisu ATMACS, jednak wszelkie szczegółowe porównania są bezcelowe, gdyż nie są znane wszystkie parametry obliczeń w niemieckim serwisie.

## LITERATURA

- Agnew D.C. (1996). „SPOTL: Some programs for ocean-tide loading”. *sio Ref. Ser.* 96-8, 35 pp. · cyt. na str. 49
- (2012). *SPOTL: Some programs for ocean-tide loading*. sio Technical Report. Scripps Institution of Oceanography, La Jolla, CA, str. 29 · cyt. na str. 60
- Baker T. i M. Bos (2003). „Validating Earth and ocean tide models using tidal gravity measurements”. *Geophysical Journal Int.* 152, str. 468–485 · cyt. na str. 20
- Barlik M., ed. (2009). *Badanie długookresowych zmian absolutnego natężenia siły ciężkości na głównych jednostkach tektonicznych na terytorium Polski w okresie 2006–2009*. monografia. Oficyna wydawnicza Politechniki Warszawskiej · cyt. na str. 19
- Berg H. (1948). *Allgemeine Meteorologie*. Bonn: Dümmler's Verlag · cyt. na str. 64, 65
- Boehm J. i H. Schuh (2004). „Vienna mapping functions in VLBI analyses”. *Geophysical Research Letters* 31, L01603, str. 1603. DOI: 10.1029/2003GL018984 · cyt. na str. 39
- Böhm J., R. Heinkelmann i H. Schuh (2007). „Short note: A global model of pressure and temperature for geodetic applications”. *Journal of Geodesy* 81.10, str. 679–683 · cyt. na str. 39, 43
- Böhm J., H. Schuh, P. Mendes Cerveira i R. Heinkelmann (2008). „Reference pressure for Global Geodetic Observing System GGOS”. *ivs memorandum 2008-002v01* · cyt. na str. 43
- Boy J.P., P. Gegout i J. Hinderer (2002). „Reduction of surface gravity data from global atmospheric pressure loading”. *Geophysical Journal Int.* 149, str. 534–545 · cyt. na str. 60, 61
- Boy J.P., J. Hinderer i P. Gegout (1998). „Global atmospheric loading and gravity”. *Physics of the Earth and Planetary Interior* 109, str. 161–177 · cyt. na str. 39
- Boy J.P. i F. Lyard (2008). „High-frequency non-tidal ocean loading effects on surface gravity measurements”. *Geophysical Journal Int.* 175, str. 35–45. DOI: 10.1111/j.1365-246X.2008.03895.x · cyt. na str. 54
- Chen X., B. Ducarme i H. Sun (2008). „Loading effect of a self-consistent equilibrium ocean pole tide on the gravimetric parameters of the gravity pole tides at superconducting gravimeter stations”. *Journal of Geodynamics* 45, str. 201–207 · cyt. na str. 20
- Compo G., J. Whitaker, P. Sardeshmukh, N. Matsui, R. Allan, X. Yin, J.B. Gleason, R. Vose, R. G. P. Bessemoulin, S. Brönnimann, M. Brunet, R. Crouthamel, A. Grant, P. Groisman, P. Jones, M. Kruk, A. Kruger, G. Marshall, M. Maugeri, H. Mok, Ø. Nordli, T. Ross, R. Trigo, X. Wang, S. Woodruff i S. Worley (2011). „The Twentieth Century Reanalysis Project”. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* 137, str. 1–28. DOI: 10.1002/qj.776 · cyt. na str. 115
- Crossley D.J., O.G. Jensen i J. Hinderer (1995). „Effective barometric admittance and gravity residuals”. *Physics of the Earth and Planetary Interior* 90, str. 221–241 · cyt. na str. 37, 38
- Darwin G. (1882). „On variations in the vertical due to elasticity of the Earth's surface”. *Philos. Mag.* 90.14, str. 409–427 · cyt. na str. 45

- Dee D. P., S. M. Uppala, A. J. Simmons, P. Berrisford, P. Poli, S. Kobayashi, U. Andrae, M. A. Balmaseda, G. Balsamo, P. Bauer, P. Bechtold, A. C. M. Beljaars, L. van de Berg, J. Bidlot, N. Bormann, C. Delsol, R. Dragani, M. Fuentes, A. J. Geer, L. Haimberger, S. B. Healy, H. Hersbach, E. V. Hólm, L. Isaksen, P. Kållberg, M. Köhler, M. Matricardi, A. P. McNally, B. M. Monge-Sanz, J.-J. Morcrette, B.-K. Park, C. Peubey, P. de Rosnay, C. Tavolato, J.-N. Thépaut i F. Vitart (2011). „The ERA-Interim re-analysis: configuration and performance of the data assimilation system”. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 137.656, str. 553–597. ISSN: 1477-870X. DOI: 10.1002/qj.828. URL: <http://dx.doi.org/10.1002/qj.828> · cyt. na str. 116
- Dehant V., P. Defraigne i J. Wahr (1999). „Tides for a convective Earth”. *Journal of Geophysical Research* 104, str. 1035–1058. DOI: 10.1029/1998JB900051 · cyt. na str. 36, 96
- Farrell W. E. (1972). „Deformation of the Earth by surface loads”. *Rev. Geophys and Space Phys.* 10, str. 761–797 · cyt. na str. 28
- Fels S. B. (1986). „Analytic Representations of Standard Atmosphere Temperature Profiles”. *Journal of Atmospheric Sciences* 43, str. 219–222. DOI: 10.1175/1520-0469(1986)043<0219:AROSAT>2.0.CO;2 · cyt. na str. 64, 66, 111
- Fleagle R. i J. Businger (1963). *An Introduction to Atmospheric Physics*. International geophysics series. Academic Press · cyt. na str. 83
- Gitlein O. (2009). „Absolutgravimetrische Bestimmung der Fennoskandischen Landhebung mit dem FG5-220”. Rozprawa doktorska, Leibnitz Universität, Hannover · cyt. na str. 19, 20
- Gitlein O. i L. Timmen (2006). „Atmospheric mass flow reduction for terrestrial absolute gravimetry in the Fennoscandian land uplift network”. W: *Dynamic Planet, IAG Symposium*. Ed. P. Tregoning i C. Rizos. Vol. 130. Cairns, Australia: Springer, str. 461–466 · cyt. na str. 77
- Gitlein O., L. Timmen i J. Müller (2013). „Modeling of Atmospheric Gravity Effects for High-Precision Observations”. 4.4, str. 663–671. DOI: 10.4236/ijg.2013.44061 · cyt. na str. 77, 83
- Goad C. (1980). „Gravimetric tidal loading from integrated Green’s functions”. *J. of Geoph. Res.* 85, str. 2679–2683 · cyt. na str. 48
- Guo J. Y., Y. B. Li, Y. Huang, H. T. Deng, S. Q. Xu i J. S. Ning (2004). „Green’s function of the deformation of the Earth as a result of atmospheric loading”. *Geophysical Journal Int.* 159, str. 53–68 · cyt. na str. 47, 51
- Helmert F. R. (1880). *Die mathematischen und physikalischen theorieen der hoheren geodasie* · cyt. na str. 45
- Hinderer J. i D. Crossley (2004). „Scientific achievements from the first phase (1997-2003) of the Global Geodynamics Project using a worldwide network of superconducting gravimeters”. *Journal of Geodynamics* 38, str. 237–262 · cyt. na str. 20
- Hinderer J., D. Crossley i O. Jensen (1995). „A search for the Slichter triplet in superconducting gravimeter data”. *Physics of the Earth and Planetary Interior* 90, str. 183–195 · cyt. na str. 20
- IGC (1988). „IAGBN, Absolute Gravity Observations, Data Processing, Standards & Station Documentation (Int. Grav. Com. - WGII: World Gravity Standards)”. *Bureau Gravimetrique International, Bulletin d’Information* 63, str. 51–57 · cyt. na str. 25, 43
- Imanishi Y., T. Sato, T. Higashi, W. Sun i S. Okubo (2004). „A Network of Superconducting Gravimeters Detects Submicrogal Coseismic Gravity Changes”. *Science* 306, str. 476–478 · cyt. na str. 20

- ISDC (2013). *Information Systems and Data Center*. URL: <http://isdc.gfz-potsdam.de> (dostęp 20.04.2013) · cyt. na str. 115
- Jentzsch G. (1997). „Earth tides and ocean tidal loading”. W: *Tidal Phenomena. Lecture Notes in Earth Sciences*. Ed. H. Wilhelm, W. Zürn i H.-G. Wenzel. Springer Verlag, Berlin, str. 145–171 · cyt. na str. 50
- Kaczorowski M. (1988). „Deformacje Ziemi wywołane pływami oceanicznymi (indirect effect) i wyznaczenie ich dla obszaru Polski”. Rozprawa doktorska, Instytut Geofizyki PAN, Warszawa · cyt. na str. 20
- Kalnay E., M. Kanamitsu, R. Kistler, W. Collins, D. Deaven, L. Gandin, M. Iredell, S. Saha, G. White, J. Woollen, Y. Zhu, A. Leetmaa, B. Reynolds, M. Chelliah, W. Ebisuzaki, W. Higgins, J. Janowiak, K.C. Mo, C. Ropelewski, J. Wang, R. Jenne i D. Joseph (1996). „The NCEP/NCAR 40-Year Reanalysis Project”. *Bulletin of the American Meteorological Society* 77, str. 437–472. DOI: 10.1175/1520-0477(1996)077<0437:TNYRP>2.0.CO;2 · cyt. na str. 39
- Kanamitsu M., W. Ebisuzaki, J. Woollen, S.-K. Yang, J.J. Hnilo, M. Fiorino i G.L. Potter (2002). „NCEP-DEO AMIP-II Reanalysis (R-2)”. *Bul. of the Atmos. Met. Soc.* Str. 1631–1643 · cyt. na str. 116
- Klügel T. i H. Wziontek (2009). „Correcting gravimeters and tiltmeters for atmospheric mass attraction using operational weather models”. *Journal of Geodynamics* 48.3-5, str. 204–210 · cyt. na str. 77
- Kryński J., T. Olszak, M. Barlik i P. Dykowski (2013). „New gravity control in Poland – needs, the concept and the design”. *Geodesy and Cartography* 62.1, str. 3–21. DOI: 10.2478/geocart-2013-0001 · cyt. na str. 21
- Longman I.M. (1962). „A Green’s Function for Determining the Deformation of the Earth under Surface Mass Loads, 1, Theory”. *J. of Geoph. Res.* 67, str. 845–850. DOI: 10.1029/JZ067i002p00845 · cyt. na str. 47
- (1963). „A Green’s Function for Determining the Deformation of the Earth under Surface Mass Loads, 2, Computations and Numerical Results”. *J. of Geoph. Res.* 68, str. 485–496. DOI: 10.1029/JZ068i002p00485 · cyt. na str. 47
- Longuevergne L., J. Boy, N. Florsch, D. Viville, G. Ferhat, P. Ulrich, B. Luck i J. Hinderer (2009). „Local and global hydrological contributions to gravity variations observed in Strasbourg”. *Journal of Geodynamics* 48.3-5, str. 189–194. ISSN: 0264-3707. DOI: 10.1016/j.jog.2009.09.008 · cyt. na str. 20
- Loyer S., J. Hinderer i J.P. Boy (1999). „Determination of the gravimetric factor at the Chandler period from Earth orientation data and superconducting gravimetry observations”. *Geophysical Journal Int.* 136, str. 1–7 · cyt. na str. 20
- Luzum B. i G. Petit (2012). „The IERS Conventions (2010): Reference Systems and New Models”. W: *IAU Joint Discussion*. Vol. 7. IAU Joint Discussion · cyt. na str. 45
- Matsumoto K., T. Sato, T. Takanezawa i M. Ooe (2001). „GOTIC2: A Program for Computation of Oceanic Tidal Loading Effect”. *J. Geod. Soc. Japan* 47, str. 243–248 · cyt. na str. 48
- Merriam J.B. (1992). „Atmospheric pressure and gravity”. *Geophysical Journal International* 109.3, str. 488–500. ISSN: 1365-246X. DOI: 10.1111/j.1365-246X.1992.tb00112.x. URL: <http://dx.doi.org/10.1111/j.1365-246X.1992.tb00112.x> · cyt. na str. 47
- Mukai A., T. Higashi, S. Takemoto, I. Nakagawa i I. Naito (1995). „Accurate estimation of atmospheric effects on gravity observations made with a superconducting gravity meter at Kyoto”. *Physics of the Earth and Planetary Interior* 91, str. 149–159 · cyt. na str. 76

- Neuberg J., J. Hinderer i W. Zürn (1987). „Stacking gravity tide observations in central Europe for the retrieval of the complex eigenfrequency of the nearly diurnal free wobble”. *Geophys. J. R. Astron. Society* 91, str. 853–868 · cyt. na str. 20
- Neumeyer J., J. Hagedoorn, J. Leitloff i T. Schmidt (2004). „Gravity reduction with three-dimensional atmospheric pressure data for precise ground gravity measurements”. *Journal of Geodynamics* 38, str. 437–450. DOI: 10.1016/j.jog.2004.07.006 · cyt. na str. 39
- Newton I. (1687). *Philosophiæ naturalis principia mathematica*. J. Societatis Regiæ ac Typis J. Streater. URL: <http://books.google.pl/books?id=-dVKAQAIAAJ> · cyt. na str. 59
- Niebauer T. (1988). „Correcting gravity measurements for the effects of local air pressure”. *J. of Geoph. Res.* 93, str. 7989–7991 · cyt. na str. 29
- Olsson P.-A., H.-G. Scherneck i J. Ågren (2009). „Effects on gravity from non-tidal sea level variations in the Baltic Sea”. *Journal of Geodynamics* 48.3–5. New Challenges in Earth’s Dynamics - Proceedings of the 16th International Symposium on Earth Tides, str. 151–156. ISSN: 0264-3707. DOI: <http://dx.doi.org/10.1016/j.jog.2009.09.002>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0264370709000696> · cyt. na str. 56, 60
- Olszak T. (2011). „Analiza warunków zapewniających wykorzystanie absolutnych wyznaczeń grawimetrycznych w badaniach geodynamicznych”. Rozprawa doktorska, Politechnika Warszawska, Wydział Geodezji i Kartografii · cyt. na str. 19, 34
- Pagiatakis S. (1990). „The response of realistic Earth to ocean tide loading”. *Geophysical Journal Int.* 103, str. 541–560 · cyt. na str. 50
- Plag H.-P., Z. Altamimi, S. Bettadpur, G. Beutler, G. Beyerle, A. Cazenave, D. Crossley, A. Donnellan, R. Forsberg, R. Gross, J. Hinderer, A. Komjathy, C. Ma, A. Mannucci, C. Noll, A. Nothnagel, E. Pavlis, M. Pearlman, P. Poli, U. Schreiber, K. Senior, P. Woodworth, S. Zerbini i C. Zuffada (2009). „The goals, achievements, and tools of modern geodesy”. English. W: *Global Geodetic Observing System*. Ed. H.-P. Plag i M. Pearlman. Springer Berlin Heidelberg, str. 15–88. ISBN: 978-3-642-02686-7. DOI: 10.1007/978-3-642-02687-4\_2. URL: [http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-02687-4\\_2](http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-02687-4_2) · cyt. na str. 45
- Rajner M. (2009). „Badanie grawimetrycznych pływów ziemskich w obserwatorium Józefosławiu w 2009 roku”. *Udział Astrogeodezyjnego Obserwatorium w Józefosławiu w Europejskich i Globalnych Programach Badawczych dofinansowanego ze środków na SPUB* · cyt. na str. 36
- (2010a). „Investigation in Tidal Gravity Results in Józefosław Observatory”. *European Geoscience Union General Assembly, Wiedeń, 2-7 maja 2010* · cyt. na str. 20, 33
- (2010b). „Investigation in Tidal Gravity Results in Józefosław Observatory”. *Reports on Geodesy* 88.1, str. 7–14 · cyt. na str. 30
- (2010c). „Ocean tidal loading from the gravity measurements at Józefosław observatory”. *Artificial Satellites* 45.4, str. 175–183. DOI: 10.2478/v10018-011-0006-2. URL: <http://versita.metapress.com/content/ah07gv7h6257gx61/> · cyt. na str. 20, 30
- (2012). „Earth crust deformation in Poland: modelling and its implication for positioning with satellite based geodetic techniques”. *Reports on Geodesy* 92.1, str. 37–46. URL: <http://www.rog.gik.pw.edu.pl> · cyt. na str. 45
- (2014–). *grat manual*. j. ang. eprint: <https://grat.googlecode.com/git/doc/latex/refman.pdf>. URL: <https://grat.googlecode.com/git/doc/html/index.html> · cyt. na str. 48, 117



- Rajner M. i A. Brzeziński (2011a). „Free Core Nutation period inferred from tidal gravity measurements at Józefosław, Poland”. W: AGU Fall Meeting. (Moscon Centre, 5–9 XII 2011). San Francisco, CA, USA · cyt. na str. 36
- (2011b). „Wyznaczenie okresu swobodnej nutacji jądra na podstawie pomiarów grawimetrycznych w Józefosławiu”. W: Czy współczesna geodezja może istnieć bez geodynamiki? (17–18 X 2011). Józefosław. URL: <http://www.geo.republika.pl/pub.html> · cyt. na str. 20
- Rajner M. i T. Liwosz (2011). „Studies of crustal deformation due to hydrological surface loading on GPS height estimates”. *Geodesy and Cartography* 60.2, str. 137–146. DOI: 10.2478/v10277-012-0012-y · cyt. na str. 45
- Rajner M., T. Olszak, J. B. Rogowski i J. Walo (2012). „The Influence of Continental Water Storage on Gravity Rates Estimates: case study using absolute gravity measurements from area of Lower Silesia, Poland”. *Acta geodynamica et geomaterialia* 9.4(168), str. 449–455. URL: <http://www.irmsm.cas.cz/> · cyt. na str. 20, 45, 59
- Rajner M. i J. B. Rogowski (2011). „Earth free oscillation measurements with LCR-ET 26 spring gravimeter”. *Reports on Geodesy* 91.2, str. 89–95 · cyt. na str. 20, 36
- Schuh H., M. Schindelegger, D. Wijaya, J. Böhm i D. Salstein (2010). „Memo: A method for the definition of global reference pressure”. URL: [http://ggosatm.hg.tuwien.ac.at/LOADING/REFPRES/global\\_reference\\_pressure\\_memo.pdf](http://ggosatm.hg.tuwien.ac.at/LOADING/REFPRES/global_reference_pressure_memo.pdf) · cyt. na str. 43, 116
- Spratt R. S. (1982). „Modelling of atmospheric pressure variations on gravity”. *Geophys. J. R. Astron. Society* 71, str. 173–186 · cyt. na str. 25, 45
- Torge W. (1989). *Gravimetry*. Berlin, New York: Walter de Gruyter · cyt. na str. 27
- Van Camp M., S. D. P. Williams i O. Francis (2005). „Uncertainty of absolute gravity measurements”. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 110.B5, n/a–n/a. ISSN: 2156-2202. DOI: 10.1029/2004JB003497. URL: <http://dx.doi.org/10.1029/2004JB003497> · cyt. na str. 30
- Van Dam T., G. Blewitt i M. Heflin (1994). „Atmospheric pressure loading effects on GPS coordinate determinations”. *J. of Geoph. Res.* 99, str. 23939–23950 · cyt. na str. 45
- Van Dam T. i O. Francis (1998). „Two years of continuous measurements of tidal and non-tidal variations of gravity in Boulder, Colorado”. *Geophysical Research Letters* 25, str. 393–396 · cyt. na str. 33
- Van Dam T., H.-P. Plag, O. Francis i P. Gegout (2003). „GGFC Special Bureau for Loading: Current status and Plans”. *IERS Technical Note no. 30*, str. 180–198 · cyt. na str. 51
- Van Dam T., J. Wahr, Y. Chao i E. Leuliette (1997). „Prediction of crustal deformation and geoid and sea level variability caused by oceanic and atmospheric loading”. *Geophysical Journal Int.* 99, str. 507–517 · cyt. na str. 39
- Van Dam T., J. Wahr, P. Milly i O. Francis (2001). „Gravity changes due to continental water storage”. *J. Geodet. Soc. Jpn.* 47, str. 249–254 · cyt. na str. 45
- Van Dam T., J. Wahr, P. Milly, A. Shmakin, G. Blewitt, D. Lavallée i K. Larson (2001). „Crustal displacements due to continental water loading”. *Geophysical Research Letters* 28, str. 651–654 · cyt. na str. 45
- Virtanen H. i J. Mäkinen (2003). „The effect of the Baltic Sea level on gravity at the Metsähovi station”. *Journal of Geodynamics* 35.4–5, str. 553–565. ISSN: 0264-3707. DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/S0264-3707\(03\)00014-0](http://dx.doi.org/10.1016/S0264-3707(03)00014-0). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0264370703000140> · cyt. na str. 56
- Warburton R. J. i J. M. Goodkind (1977). „The influence of barometric-pressure variations on gravity”. *Geophys. J. R. Astron. Society* 48, str. 281–292 · cyt. na str. 25, 28, 29

- Wenzel H.-G. (1996). „The nanogal software: Earth tide data processing package ETERNA 3.30”. *Bulletin d'informations Mares Terrestres* 124, str. 9425–9439 · cyt. na str. 32
- Wessel P. i W. H. F. Smith (1996). „A Global, Self-consistent, Hierarchical, High-Resolution Shoreline Database”. *J. of Geoph. Res.* 101, str. 8741–8743 · cyt. na str. 116
- Widmer-Schmid R. (2003). „What Can Superconducting Gravimeters Contribute to Normal-Mode Seismology?” *The Bulletin of the Seismological Society of America* 93, str. 1370–1380. DOI: 10.1785/0120020149 · cyt. na str. 20
- Wunsch C. i D. Stammer (1997). „Atmospheric loading and the oceanic ‘inverted barometer’ effect”. *Reviews of Geophysics* 35.1, str. 117–135 · cyt. na str. 53–55
- Xu J., H. Sun i B. Ducarme (2004). „A global experimental model for gravity tides of the Earth”. *Journal of Geodynamics* 38, str. 293–306 · cyt. na str. 20

#### ŹRÓDŁA INTERNETOWE

- ATMACS (2014). *Atmospheric attraction computation service*. URL: <http://atmacs.bkg.bund.de/> (dostęp 15.06.2014) · cyt. na str. 100
- ETOPO1 (2013). *ETOPO1 Global Relief Model*. URL: <http://www.ngdc.noaa.gov/mgg/global/> (dostęp 28.06.2013) · cyt. na str. 116
- gr@ (2013–). URL: <http://www.grat.gik.pw.edu.pl/gr@> · cyt. na str. 117
- grat (2013–). URL: <https://code.google.com/p/grat> · cyt. na str. 117
- GRP (2013). *GRP Global Reference Pressure*. URL: <http://ggosatm.hg.tuwien.ac.at/LOADING/REFPRES/> (dostęp 19.02.2013) · cyt. na str. 116
- ISPD (2013). URL: <http://rda.ucar.edu/> (dostęp 17.02.2013) · cyt. na str. 115
- netCDF (2013). URL: <https://www.unidata.ucar.edu/software/netcdf/> (dostęp 31.07.2013) · cyt. na str. 117

## ZAŁĄCZNIKI



# A

## WYKAZ SKRÓTÓW

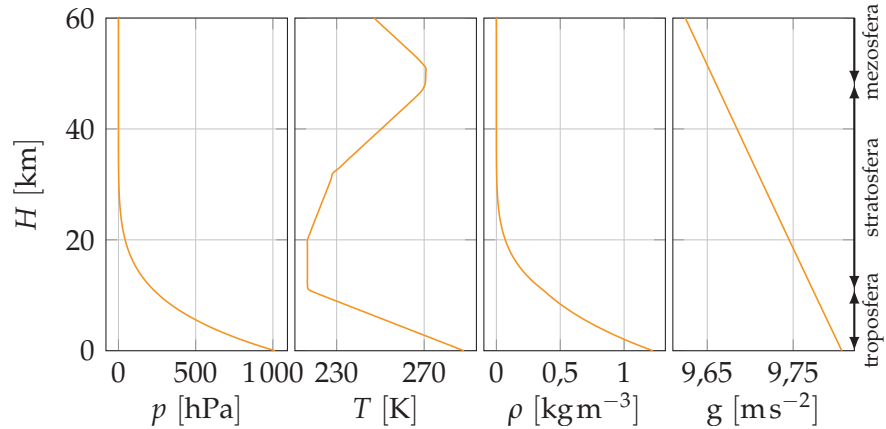
ECMWF	European Centre for Medium-Range Weather Forecasts · 39, 109, 116
ERA	ECMWF re-analysis · xiv, xv, 39–43, 49–52, 56, 57, 65, 69–71, 75, 78, 82, 116
ETOPO	Earth Topography model · 39–42, 52, 116
FCN	Free Core Nutation · 20
FG5	gravimetr balistyczny · ix, xiii, 34
FICN	Free Inner Core Nutation · 20
GB	model Ziemi Gutenberga-Bullena · 48, 50
GE	część deformacyjna (elastyczna) wpływu atmosfery na zmianę siły ciężkości · 47–49, 64
GGP	Global Geodynamics Project · xvi, xvii, 35, 85, 86, 100, 115, 116
GN	część grawitacyjna wpływu atmosfery na zmianę siły ciężkości · x, xv, xvii, 59–69, 113, 114
GRACE	Gravity Recovery and Climate Experiment · 45
GRP	Global Reference Pressure · 43, 44, 116
GSHHS	A Global, Self-consistent, Hierarchical, High-Resolution Shoreline · 116
GWR	producent grawimetrów nadprzewodnikowych · 115
IB	Inverted Barometer · x, xiv, xvi, 47, 48, 53–58, 87, 89, 90, 93, 95, 96, 116
IGC	International Gravimetric Commision · 25, 43
ISDC	Information Systems and Data Center · 103, 115
ISPD	International Surface Pressure Databank · 41, 42, 115
NCEP	National Centers for Environmental Prediction · xv, 39, 40, 43, 52, 70, 71, 75, 116
NIB	Non-Inverted Barometer · x, xiv, xvi, 53–55, 57, 58, 89, 90, 93, 95, 96
OTL	Ocean Tidal Loading · 20, 62
PREM	Preliminary Reference Earth Model · 48–51
PSD	Power Spectrum Density · 30
PW	Politechnika Warszawska · v
SNREI	Spherical Non-Rotating Elastic Isotropic · 50



# B

## ATMOSFERA STANDARDOWA

Rysunek B.1 – Ciśnienie ( $p$ ), temperatura ( $T$ ), gęstość ( $\rho$ ) oraz przyspieszenie siły ciężkości ( $g$ ) w zależności od wysokości dla atmosfery standardowej



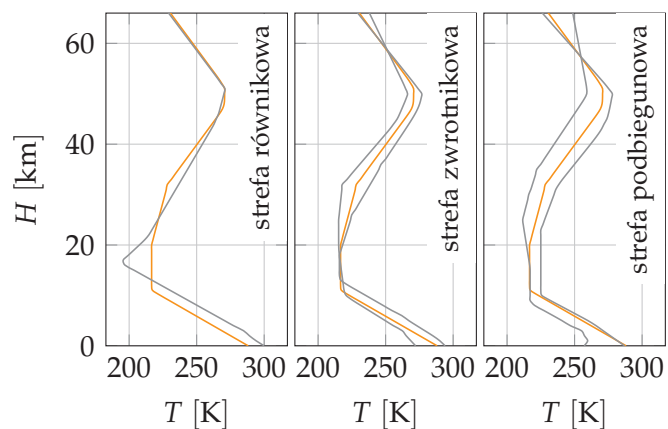
### B.1 PROFILE TEMPERATURY

W rozdziale 4 zostały przedyskutowane różne profile pionowe temperatury dla atmosfery standardowej. Zależność temperatury od wysokości opisuje wzór

$$T(z) = T_0 + C_1 \cdot z/2 + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{i=n} \delta_i (C_{i+1} - C_i) \cdot \log \left( \frac{\cosh((z - z_i)/\delta_i)}{\cosh(z_i/\delta_i)} \right). \quad (\text{B.1})$$

Odpowiednie współczynniki ( $C$ ,  $\delta$ ,  $z$ ) pochodzą z pracy Felsa (1986), a zależność temperatury od wysokości przedstawiona jest na rysunku B.2.

Rysunek B.2 – Pionowe profile temperatury dla atmosfery standardowej dla różnych stref klimatycznych (—); jako odniesienie przedstawiono wartości dla strefy umiarkowanej (w pracy określanej jako US1976, — )







# WYZNACZONE WARTOŚCI FUNKCJI GREENA DLA EFEKTU GRAWITACYJNEGO



Tabela C.1 zawiera wykaz wartości funkcji Greena dla efektu grawitacyjnego oraz pochodnych względem wysokości stacji oraz temperatury, według schematu przedstawionego w rozdziale 4.

Tablica C.1 – Wartości funkcji GN i jej pochodnych wyznaczone w tej rozprawie

$\psi$ [°]	GN [ $\mu\text{Gal hPa}^{-1}$ ]	$\partial\text{GN}/\partial T$ [ $\mu\text{Gal hPa}^{-1} \text{K}^{-1}$ ]	$\partial\text{GN}/\partial h$ [ $\mu\text{Gal hPa}^{-1} \text{m}^{-1}$ ]	$\partial\text{GN}/\partial z$ [ $\mu\text{Gal hPa}^{-1} \text{m}^{-1}$ ]
0,00001	-4921,4	$1,7 \cdot 10^1$	$2,7 \cdot 10^1$	$2,0 \cdot 10^2$
0,00005	-4898,8	$1,7 \cdot 10^1$	$2,6 \cdot 10^{-1}$	$8,0 \cdot 10^0$
0,0001	-4882,2	$1,7 \cdot 10^1$	$4,7 \cdot 10^{-1}$	$2,0 \cdot 10^0$
0,0005	-4775,5	$1,6 \cdot 10^1$	$4,6 \cdot 10^{-1}$	$7,9 \cdot 10^{-2}$
0,001	-4667,8	$1,6 \cdot 10^1$	$4,5 \cdot 10^{-1}$	$2,0 \cdot 10^{-2}$
0,0025	-4409,1	$1,4 \cdot 10^1$	$4,3 \cdot 10^{-1}$	$2,8 \cdot 10^{-3}$
0,005	-4075,8	$1,2 \cdot 10^1$	$4,1 \cdot 10^{-1}$	$4,1 \cdot 10^{-4}$
0,0075	-3806,2	$1,1 \cdot 10^1$	$3,8 \cdot 10^{-1}$	$-3,2 \cdot 10^{-5}$
0,01	-3576,6	$9,5 \cdot 10^0$	$3,6 \cdot 10^{-1}$	$-1,9 \cdot 10^{-4}$
0,015	-3196,5	$7,6 \cdot 10^0$	$3,3 \cdot 10^{-1}$	$-3,0 \cdot 10^{-4}$
0,02	-2888,4	$6,2 \cdot 10^0$	$3,0 \cdot 10^{-1}$	$-3,4 \cdot 10^{-4}$
0,025	-2630,4	$5,1 \cdot 10^0$	$2,8 \cdot 10^{-1}$	$-3,5 \cdot 10^{-4}$
0,03	-2409,6	$4,2 \cdot 10^0$	$2,6 \cdot 10^{-1}$	$-3,6 \cdot 10^{-4}$
0,04	-2049,6	$2,8 \cdot 10^0$	$2,3 \cdot 10^{-1}$	$-3,7 \cdot 10^{-4}$
0,05	-1767,6	$1,9 \cdot 10^0$	$2,0 \cdot 10^{-1}$	$-3,8 \cdot 10^{-4}$
0,06	-1540,7	$1,2 \cdot 10^0$	$1,8 \cdot 10^{-1}$	$-3,8 \cdot 10^{-4}$
0,07	-1354,7	$6,9 \cdot 10^{-1}$	$1,6 \cdot 10^{-1}$	$-3,8 \cdot 10^{-4}$
0,08	-1200,0	$3,2 \cdot 10^{-1}$	$1,4 \cdot 10^{-1}$	$-3,8 \cdot 10^{-4}$
0,09	-1069,7	$5,7 \cdot 10^{-2}$	$1,3 \cdot 10^{-1}$	$-3,8 \cdot 10^{-4}$
0,1	-958,9	$-1,4 \cdot 10^{-1}$	$1,2 \cdot 10^{-1}$	$-3,8 \cdot 10^{-4}$
0,11	-863,9	$-2,9 \cdot 10^{-1}$	$1,1 \cdot 10^{-1}$	$-3,8 \cdot 10^{-4}$
0,12	-781,9	$-3,9 \cdot 10^{-1}$	$9,7 \cdot 10^{-2}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
0,13	-710,6	$-4,7 \cdot 10^{-1}$	$8,9 \cdot 10^{-2}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
0,14	-648,3	$-5,3 \cdot 10^{-1}$	$8,2 \cdot 10^{-2}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
0,15	-593,5	$-5,7 \cdot 10^{-1}$	$7,6 \cdot 10^{-2}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
0,16	-545,1	$-5,9 \cdot 10^{-1}$	$7,0 \cdot 10^{-2}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
0,175	-482,4	$-6,1 \cdot 10^{-1}$	$6,2 \cdot 10^{-2}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
0,18	-463,8	$-6,1 \cdot 10^{-1}$	$6,0 \cdot 10^{-2}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
0,19	-429,6	$-6,1 \cdot 10^{-1}$	$5,6 \cdot 10^{-2}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
0,2	-398,8	$-6,1 \cdot 10^{-1}$	$5,2 \cdot 10^{-2}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
0,225	-334,5	$-5,9 \cdot 10^{-1}$	$4,4 \cdot 10^{-2}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
0,25	-284,0	$-5,6 \cdot 10^{-1}$	$3,8 \cdot 10^{-2}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
0,275	-243,8	$-5,2 \cdot 10^{-1}$	$3,3 \cdot 10^{-2}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
0,3	-211,2	$-4,8 \cdot 10^{-1}$	$2,9 \cdot 10^{-2}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
0,325	-184,5	$-4,5 \cdot 10^{-1}$	$2,5 \cdot 10^{-2}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
0,35	-162,4	$-4,1 \cdot 10^{-1}$	$2,2 \cdot 10^{-2}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$

Normalizacja:  $\frac{10^5 \cdot \psi [\text{rad}]}{2\pi(1-\cos 1^\circ)}$

kontynuacja na następnej stronie

kontynuacja tabeli C.1

$\psi$ [°]	$\text{GN}$ [ $\mu\text{Gal hPa}^{-1}$ ]	$\partial\text{GN}/\partial T$ [ $\mu\text{Gal hPa}^{-1} \text{K}^{-1}$ ]	$\partial\text{GN}/\partial h$ [ $\mu\text{Gal hPa}^{-1} \text{m}^{-1}$ ]	$\partial\text{GN}/\partial z$ [ $\mu\text{Gal hPa}^{-1} \text{m}^{-1}$ ]
0,375	-143,9	$-3,8 \cdot 10^{-1}$	$2,0 \cdot 10^{-2}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
0,4	-128,2	$-3,5 \cdot 10^{-1}$	$1,8 \cdot 10^{-2}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
0,425	-114,9	$-3,2 \cdot 10^{-1}$	$1,6 \cdot 10^{-2}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
0,45	-103,5	$-3,0 \cdot 10^{-1}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
0,475	-93,6	$-2,8 \cdot 10^{-1}$	$1,3 \cdot 10^{-2}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
0,5	-85,0	$-2,6 \cdot 10^{-1}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
0,55	-70,8	$-2,2 \cdot 10^{-1}$	$1,0 \cdot 10^{-2}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
0,6	-59,8	$-2,0 \cdot 10^{-1}$	$8,6 \cdot 10^{-3}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
0,65	-51,0	$-1,7 \cdot 10^{-1}$	$7,4 \cdot 10^{-3}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
0,7	-43,9	$-1,5 \cdot 10^{-1}$	$6,4 \cdot 10^{-3}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
0,75	-38,1	$-1,4 \cdot 10^{-1}$	$5,6 \cdot 10^{-3}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
0,8	-33,3	$-1,2 \cdot 10^{-1}$	$5,0 \cdot 10^{-3}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
0,85	-29,3	$-1,1 \cdot 10^{-1}$	$4,4 \cdot 10^{-3}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
0,9	-25,9	$-9,9 \cdot 10^{-2}$	$4,0 \cdot 10^{-3}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
0,95	-23,0	$-8,9 \cdot 10^{-2}$	$3,6 \cdot 10^{-3}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
1	-20,5	$-8,1 \cdot 10^{-2}$	$3,2 \cdot 10^{-3}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
1,1	-16,5	$-6,8 \cdot 10^{-2}$	$2,7 \cdot 10^{-3}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
1,25	-12,1	$-5,4 \cdot 10^{-2}$	$2,1 \cdot 10^{-3}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
1,3	-11,0	$-5,0 \cdot 10^{-2}$	$1,9 \cdot 10^{-3}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
1,4	-9,1	$-4,3 \cdot 10^{-2}$	$1,7 \cdot 10^{-3}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
1,5	-7,5	$-3,8 \cdot 10^{-2}$	$1,5 \cdot 10^{-3}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
1,6	-6,2	$-3,4 \cdot 10^{-2}$	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
1,75	-4,7	$-2,8 \cdot 10^{-2}$	$1,1 \cdot 10^{-3}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
1,8	-4,2	$-2,7 \cdot 10^{-2}$	$1,0 \cdot 10^{-3}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
1,9	-3,5	$-2,4 \cdot 10^{-2}$	$9,2 \cdot 10^{-4}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
2	-2,8	$-2,2 \cdot 10^{-2}$	$8,3 \cdot 10^{-4}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
2,5	-0,6	$-1,4 \cdot 10^{-2}$	$5,3 \cdot 10^{-4}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
2,75	0,0	$-1,2 \cdot 10^{-2}$	$4,4 \cdot 10^{-4}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
3	0,5	$-9,9 \cdot 10^{-3}$	$3,7 \cdot 10^{-4}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
4	1,7	$-5,6 \cdot 10^{-3}$	$2,1 \cdot 10^{-4}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
5	2,3	$-3,6 \cdot 10^{-3}$	$1,3 \cdot 10^{-4}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
6	2,6	$-2,5 \cdot 10^{-3}$	$9,3 \cdot 10^{-5}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
7	2,8	$-1,9 \cdot 10^{-3}$	$6,8 \cdot 10^{-5}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
8	2,9	$-1,4 \cdot 10^{-3}$	$5,2 \cdot 10^{-5}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
9	3,0	$-1,1 \cdot 10^{-3}$	$4,1 \cdot 10^{-5}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
10	3,0	$-9,3 \cdot 10^{-4}$	$3,3 \cdot 10^{-5}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
15	3,2	$-4,3 \cdot 10^{-4}$	$1,4 \cdot 10^{-5}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
20	3,2	$-2,6 \cdot 10^{-4}$	$8,0 \cdot 10^{-6}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
25	3,2	$-1,8 \cdot 10^{-4}$	$5,0 \cdot 10^{-6}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
30	3,3	$-1,3 \cdot 10^{-4}$	$3,0 \cdot 10^{-6}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
40	3,3	$-9,0 \cdot 10^{-5}$	$1,0 \cdot 10^{-6}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
50	3,3	$-7,1 \cdot 10^{-5}$	$1,0 \cdot 10^{-6}$	$-4,0 \cdot 10^{-4}$
60	3,4	$-6,0 \cdot 10^{-5}$	$0,0 \cdot 10^0$	$-4,0 \cdot 10^{-4}$
70	3,5	$-5,4 \cdot 10^{-5}$	$0,0 \cdot 10^0$	$-4,1 \cdot 10^{-4}$
80	3,5	$-5,1 \cdot 10^{-5}$	$0,0 \cdot 10^0$	$-4,2 \cdot 10^{-4}$
90	3,6	$-4,9 \cdot 10^{-5}$	$0,0 \cdot 10^0$	$-4,3 \cdot 10^{-4}$
120	3,9	$-4,8 \cdot 10^{-5}$	$-1,0 \cdot 10^{-6}$	$-4,7 \cdot 10^{-4}$
150	4,4	$-5,1 \cdot 10^{-5}$	$-1,0 \cdot 10^{-6}$	$-5,2 \cdot 10^{-4}$
180	5,1	$-5,8 \cdot 10^{-5}$	$-1,0 \cdot 10^{-6}$	$-6,1 \cdot 10^{-4}$

Normalizacja:  $\cdot \frac{10^5 \cdot \psi [\text{rad}]}{2\pi(1-\cos 1^\circ)}$

# D

## ŹRÓDŁA DANYCH

### D.1 DANE GRAWIMETRYCZNE

W rozprawie zostały wykorzystane dane z grawimetru balistycznego FG5 (numer seryjny 230) oraz grawimetru sprężynowego LCR-ET (numer seryjny 26) wchodzących w skład wyposażenia grawimetrycznego Obserwatorium Astronomiczno-Geodezyjnego Politechniki Warszawskiej w Józefosławiu.

#### D.1.1 Stacje GGP

Dane z grawimetrów GGP pochodzą z centrum danych ISDC (2013).

Tablica D.1 – Wykaz stacji GGP; w tabeli podany jest typ instrumentu (wszystkie marki GWR), współrzędne stacji (patrz też mapa D.1), oraz okres obserwacji wykorzystanych w analizach prezentowanych w niniejszej rozprawie

id	Nazwa	GWR	$\varphi$ [°]	$\lambda$ [°]	H [m]	okres obserwacji
ap	Apache Point, NM, USA	OSG-046	32,8	-105,8	2788	2010.01.26 – 2011.12.31
ba	Bandung, Indonezja	T009	-6,9	107,6	713	1997.12.19 – 2003.06.30
be	Bruksela, Belgia	T003	50,8	4,4	101	1996.01.01 – 2000.09.22
bf	Schiltach, Niemcy	SG-056	48,3	8,3	589	2010.01.01 – 2010.11.30
bo	Boulder, CO, USA	C024	40,1	254,8	1682	1996.01.01 – 2003.10.31
ca	Cantley, Kanada	T012	45,6	284,2	269	1997.07.01 – 2011.12.31
cb	Canberra, Australia	C031	-35,3	149,0	763	1997.07.01 – 2011.07.31
es	Esashi, Japonia	T007	39,2	141,3	434	1997.07.01 – 2004.02.25
ho	Bad Homburg, Niemcy	SG044	50,2	8,6	90	2001.02.13 – 2011.12.31
ma	Matsushiro, Japonia	T011	36,5	138,2	451	1997.05.01 – 2006.06.30
mb	Membach, Belgia	C021	50,6	6,0	250	1996.01.01 – 2011.12.31
mc	Medicina, Włochy	C023	44,5	11,6	28	1998.01.01 – 2010.10.24
me	Metsähovi, Finlandia	T020	60,2	24,4	56	1997.07.01 – 2011.12.31
mo	Moxa, Niemcy	CD034	50,6	11,6	455	2000.01.01 – 2011.12.31
ny	Ny-Ålesund, Norwegia	C039	78,9	11,9	43	1999.09.20 – 2011.12.31
pe	Pecny, Czechy	OSG-050	49,9	14,8	535	2007.05.02 – 2011.12.31
st	Strasbourg, Francja	C026	48,6	7,7	180	1997.03.01 – 2011.12.31
su	Sutherland, RPA	D037	-32,4	20,8	1791	2000.03.27 – 2011.12.31
sy	Syowa, Antarktyda	T016	-69,0	39,6	24	1997.07.01 – 2003.01.31
tc	Concepcion, Chile	RT038	-36,8	-73,0	100	2002.12.05 – 2011.12.31
vi	Vienna, Austria	C025	48,2	16,4	192	1997.07.01 – 2006.12.31
we	Wetzell, Niemcy	CD029	49,1	12,9	614	1998.11.05 – 2011.12.31

### D.2 DANE METEOROLOGICZNE

Wykorzystano ciśnienie ze stacji meteorologicznych ISPD (Compo i in., 2011; ISPD 2013) oraz dane z Obserwatorium Politechniki Warszawskiej w Józefosławiu.

## D.3 NUMERYCZNE MODELE POGODY

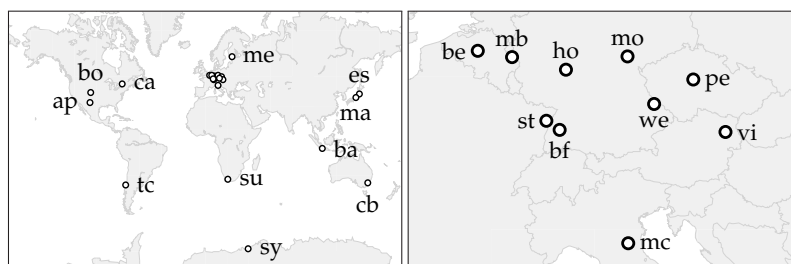
Tablica D.2 – Wykorzystane modele meteorologiczne

	NCEP	ECMWF
nazwa	Reanalysis-2	ERA-Interim
zasięg	globalny	globalny
rozdzielczość ( $\Delta\lambda, \Delta\varphi$ )	$2,5^\circ \times 2,5^\circ$	$0,25^\circ \times 0,25^\circ$
rozdzielczość czasowa	6 h	6 h
zasięg pionowy	$\sim 30$ km	$\sim 50$ km
poziomy ciśnienia (hPa)	teren, 1000, 925, 850, 700, 600, 500, 400, 300, 250, 200, 150, 100, 70, 50, 30, 20 i 10 (ogółem 18)	teren, 1000, 975, 950, 925, 900, 875, 850, 825, 800, 775, 750, 700, 650, 600, 550, 500, 450, 400, 350, 300, 250, 225, 200, 175, 150, 125, 100, 70, 50, 30, 20, 10, 7, 5, 3, 2 i 1 (ogółem 38)
www	<a href="http://www.esrl.noaa.gov/psd/data/gridded/data.ncep.reanalysis2.html">http://www.esrl.noaa.gov/psd/data/gridded/data.ncep.reanalysis2.html</a> (Kanamitsu i in., 2002)	<a href="http://www.ecmwf.int/research/era/do/get/era-interim">http://www.ecmwf.int/research/era/do/get/era-interim</a> (Dee i in., 2011)

## D.4 INNE

Rozmieszczenie lądów i oceanów (*maska* ląd/ocean), niezbędne do stosowania hipotezy IB, zostało zaadoptowane z używanych modeli meteorologicznych. W przypadku szczególnych analiz (jak np. określenie wpływu hipotezy IB dla Bałtyku) wykorzystano wysokorozdzielczy model GSHHS (Wessel i Smith, 1996). We wszystkich tych modelach, o ile nie zostało to wyraźnie zaznaczone, morza zamknięte (Bałtyk, Morze Śródziemne, Morze Czerwone, Morze Kaspijskie) były uwzględniane w obliczeniach jako powierzchnie kontynentalne (patrz wyjaśnienia w rozdziale 3). Do obliczenia efektów związanych z topografią wykorzystano model ETOPO1 o rozdzielczości 1 minuty łuku (ETOPO1, 2013). Jako ciśnienie odniesienia wykorzystano wiedeński model globalnego ciśnienia odniesienia (Schuh i in., 2010; GRP, 2013).

Rysunek D.1 – Mapa stacji GGP (skrótów nazw znajdują się w tabeli D.1)



## KOD ŹRÓDŁOWY

W ramach pracy doktorskiej oraz grantu Narodowego Centrum Nauki (NCN) został napisany program do obliczania wpływu atmosfery na pomiary siły ciężkości — grat. Powstał również serwis internetowy gr@ na potrzeby użytkowników indywidualnych.

### E.1 grat

grat jest pakietem programów napisanych w języku Fortran90 (zawiera również elementy składni ze standardu Fortran2003 oraz Fortran2008). Program ten został wykorzystany do analiz zaprezentowanych w tej rozprawie.

Dzięki dostępowi do kodów źródłowych program może być zainstalowany na dowolnym komputerze i dowolnym systemie operacyjnym, na którym dostępny jest odpowiedni kompilator. Licencja wolnego oprogramowania GPL pozwala na modyfikowanie i wykorzystywanie programu na własne potrzeby.

W trosce o szybkość dostępu do danych (a tym samym szybkość obliczeń), a także aby zmniejszyć objętość plików meteorologicznych, program operuje na plikach binarnych w formacie niezależnym od architektury komputera — netCDF. Aby w pełni wykorzystać możliwości pakietu grat, należy zainstalować tę bibliotekę (*netCDF* 2013).

Kod źródłowy oprogramowania wraz z dokumentacją w języku angielskim (w formacie pdf oraz html; Rajner, 2014) znajduje się w repozytorium <https://code.google.com/p/grat>. Repozytorium zawiera także kompletną historię rozwoju projektu i zmian w kodzie.

### E.2 gr@

gr@ (<http://www.grat.gik.pw.edu.pl/gr@>) jest serwisem internetowym pozwalającym na wyznaczanie atmosferycznych poprawek grawimetrycznych bez konieczności instalowania programu i dostępu do danych meteorologicznych. Jest to system, który poprzez stronę www pobiera zadane przez użytkownika ustalenia. Wszelkie obliczenia wykonywane są automatycznie po stronie serwera, a następnie gotowe wyniki są udostępniane zleceniodawcy.

Serwis wykorzystuje pakiet grat jednak w tym przypadku jego wszechstronność jest nieznacznie ograniczona w stosunku do programu instalowanego lokalnie na komputerze użytkownika.

Opisywana usługa uwalnia od konieczności indywidualnej instalacji, nauki obsługi programu grat, pobierania danych meteorologicznych, a także od potrzeb sprzętowych, co w przypadku czasochłonnych obliczeń jest nie bez znaczenia.

