3. Podstawowe zagadnienia wyznaczania strumieni turbulencyjnych na podstawie pomiarów wykonanych metodą kowariancji wirów z otwartą ścieżką pomiarową

Krzysztof Fortuniak¹, Włodzimierz Pawlak¹

Streszczenie

W rozdziale omówiono metodykę wyznaczania strumieni turbulencyjnych na podstawie pomiarów wykonywanych przy pomocy systemu kowariancji wirów z otwartą ścieżką pomiarową. Analizę wpływu poszczególnych procedur stosowanych w metodzie kowariancji wirów na otrzymane wyniki przeprowadzono na podstawie trzyletnich pomiarów prowadzonych na bagnach Biebrzańskiego Parku Narodowego w pobliżu wsi Kopytkowo. W opracowaniu zwrócono szczególną uwagę na podstawową ideę wyznaczania strumieni turbulencyjnych w oparciu o szybkozmienne pomiary parametrów meteorologicznych, wybór przedziału uśredniania oraz kolejne procedury stosowane w praktyce wyznaczania strumieni turbulencyjnych. Szerzej omówiono zagadnienia eliminacji błędnych danych, obrotów układu współrzędnych oraz poprawki stosowane do surowych strumieni kowariancyjnych: poprawkę ze względu na pomiar temperatury anemometrem akustycznym oraz poprawkę WPL związaną z fluktuacjami gęstości. Omówiono również ideę poprawki na straty spektralne i jej wpływ na wartości strumieni na przykładzie prostej, analitycznej metody Massmana.

Slowa kluczowe: wymiana gazowa Ziemia-atmosfera, metody pomiarowe, gazy cieplarniane, Biebrzański Park Narodowy

3.1. Wstęp

Pomiary wymiany gazowej pomiędzy powierzchnią Ziemi a atmosferą w skali całego szczególnego znaczenia w świetle ekosystemu nabieraja współczesnych zmian klimatycznych. Zgodnie z raportem IPCC, to właśnie brak odpowiedniej liczby danych empirycznych jest podstawowym źródłem niepewności w określeniu globalnego bilansu gazów cieplarnianych (Ciais i in., 2013). Dane tego typu sa również niezbędne do cechowania lokalnych i globalnych modeli wymiany gazowej. Chociaż istnieją różne metody pomiarów wymiany gazowej Ziemia-atmosfera, praktycznie jedynie metoda kowariancji wirów (EC eddy covariance) umożliwia wyznaczanie strumienia turbulencyjnego wprost z definicji w skali całego ekosystemu. Alternatywne metody, jak na przykład metody gradientowe, korzystają z parametryzacji gradientowej strumienia turbulencyjnego, a metody komorowe praktycznie nie uwzględniają transportu turbulencyjnego. Dodatkową wadą metod komorowych są trudności techniczne z budową komór w przypadku wysokiej roślinności oraz błędy wynikające z przestrzennej zmienności strumieni glebowych. Inne metody jak na

¹ Katedra Meteorologii i Klimatologii, Wydział Nauk Geograficznych, Uniwersytet Łódzki, ul. Narutowicza 88, 90-139 Łódź, e-mail: <u>kfortun@uni.lodz.pl</u>, <u>wpawlak@uni.lodz.pl</u>

przykład metoda akumulacji wirów wciąż są w fazie rozwoju. Dlatego w ostatnich latach pomiary metodą kowariancji wirów stają się standardem w badaniach wymiany masy, energii i pędu pomiędzy powierzchnią Ziemi a atmosferą (Baldocchi i in., 1988, 2003, 2001; Baldocchi, 2003, 2013, 2014; Aubinet i in., 2000, 2012; Lee i in., 2004; Foken, 2008; Lund i in., 2012; Yamanoi i in., 2012; Burba, 2013; Nicolini i in., 2013).

Mimo, iż metoda EC pozwala na uzyskanie długiej serii pomiarowej z rozdzielczością czasową nieosiągalną dla innych metod, posiada również pewne ograniczenia wynikające zarówno z założeń teoretycznych jak i dostępnych przyrządów pomiarowych. Dlatego, chociaż teoretyczne podstawy pomiarów tą metodą zostały sformułowane już w połowie XX wieku (Ertel, 1942; Priestley i Swinbank, 1947; Montgomery, 1948; Obuchow, 1951; Swinbank, 1951), to brak odpowiednich systemów pomiarowych oraz możliwości obliczeniowych spowodował, że na szerszą skalę zaczęła ona być stosowana dopiero w końcu ubiegłego wieku (Baldocchi, 2013). Początkowo kowariancyjne systemy pomiarowe pozwalały jedynie na pomiary turbulencyjnych składników bilansu cieplnego. Obecnie, w przypadku otwartej ścieżki pomiarowej, możliwy jest również pomiar dwutlenku węgla i metanu, a w przypadku zamkniętej ścieżki pomiarowej, również innych gazów cieplarnianych.

Oprócz braku odpowiednich czujników istotną przeszkodą w szerszym stosowaniu metody EC był również brak możliwości gromadzenia i przetwarzania ogromnych ilości danych – przy przyjmowanej za minimalną częstotliwości 10 Hz do wyznaczenia strumienia turbulencyjnego z okresu jednej godziny potrzeba 18 tys. liczb. Rozwój techniki komputerowej sprawił, że obecnie zapisywanie, przechowywanie i przeliczanie dużych zbiorów liczbowych nie stanowi już problemu technicznego. W dalszym ciągu pewnym problemem jest natomiast oprogramowanie umożliwiające obliczanie strumieni ze zgromadzonych danych. Wiele grup badawczych wciąż korzysta z autorskich programów obliczeniowych. Chociaż uwzględniają one mniej więcej podobne procedury, różnią się szczegółowymi rozwiązaniami programistycznymi. Niektóre z opracowanych pakietów oprogramowania dostępne są publicznie. Porównanie dostępnych pakietów pokazuje, że niedokładności wynikające z zastosowanego oprogramowania są z reguły zdecydowanie mniejsze niż inne błędy oszacowań strumieni (Mauder i in., 2008; Foken i in., 2012; Fratini i Mauder, 2014). Niemniej jednak w celu porównywalności wyników pożadane jest korzystanie z dostępnych pakietów obliczeniowych. Do najbardziej popularnych należą EddvPro (www.licor.com/eddvpro) i TK (Mauder i Foken, 2011).

Dostępne pakiety oprogramowania umożliwiają obliczanie strumieni bez potrzeby przygotowywania autorskiego oprogramowania. Jednak podstawowe wiadomości o metodach obliczania strumieni turbulencyjnych, stosowanych poprawkach i kolejności stosowanych procedur są niezbędne w celu poprawnej interpretacji wyników, czy właściwej konfiguracji dostępnych pakietów komputerowych. Dlatego zostaną one przedstawione w dalszej części tego rozdziału. W badaniach prowadzonych na stacji w Kopytkowie w Biebrzańskim Parku Narodowym stosowane jest zarówno autorskie oprogramowanie Katedry Meteorologii i Klimatologii UŁ, jak i program EddyPro. W celu pełniejszej porównywalności wyników z innymi grupami badawczymi większość analiz przeprowadzana jest na podstawie strumieni wyliczonych z pomocą pakietu EddyPro.



Rys. 3.1. Turbulencyjne mieszanie powietrza przez wiry turbulencyjne i powstający w wyniku tego mieszania strumień turbulencyjny dla gazu, którego gęstość w powietrzu maleje (*a*) lub rośnie (*b*) wraz z wysokością. Wartości ρ_1 i ρ_2 oznaczają gęstość badanego gazu na poziomach z_1 i z_2 , w' – fluktuacje prędkości pionowej ruchu powietrza, a ρ' – różnice między gęstością gazu w elemencie powietrza przesunięty w górę lub w dół przez w' a gęstością w powietrzu otaczającym (fluktuacje gęstości), $w'\rho'$ – to strumienie cząstkowe, a $w'\rho'$ – strumień średni związany z mieszaniem turbulencyjnym

3.2. Teoretyczne podstawy pomiarów strumieni turbulencyjnych metodą kowariancji wirów

Podstawową zaletą metody kowariancji wirów jest fakt, że strumienie turbulencyjne liczone są wprost z definicji. W najbardziej ogólny sposób strumień² dowolnej wielkości możemy określić jako jej ilość przepływającą przez jednostkę powierzchni w jednostce czasu.

² W ścisłym znaczeniu definicja ta odnosi się do gęstości strumienia, a sam strumień jest iloczynem (skalarnym) gęstości strumienia i powierzchni. Jednakże w wielu opracowaniach mikrometeorologicznych określenie "strumień" oznacza domyślnie właśnie gęstość strumienia zdefiniowaną powyżej.

Na przykład w przypadku cieczy czy gazu o stałej gęstości ρ , poruszającej się z prędkością w, ilość masy przepływającej w czasie t przez powierzchnię S będzie wynosiła³:

$$m = \rho \cdot w \cdot t \cdot S, \tag{3.1}$$

a strumień masy zgodnie z przyjętą definicją:

$$F_m = \frac{m}{s \cdot t} = \frac{\rho \cdot w \cdot t \cdot s}{s \cdot t} = w \cdot \rho .$$
(3.2)

Turbulencyjny transport, zarówno masy, jak i ciepła, czy pędu, jest w zasadzie transportem pewnej masy i związanych z nią odmiennych dla transportowanego elementu parametrów fizycznych powietrza, takich jak: temperatura (transport ciepła), wilgotność (transport pary wodnej, a w efekcie ciepła utajonego), prędkości (transport pędu), czy zawartości gazów (transport gazów). Na przykład przy niejednorodnym rozkładzie zawartości pewnego gazu w powietrzu, związane z turbulencją wiry transportują elementy powietrza o większej zawartości badanego gazu do obszarów o mniejszej zawartości (i odwrotnie) gdzie powietrze to miesza się z powietrzem otaczającym (rys. 3.1). Turbulencja prowadzi więc do wymieszania ośrodka i ujednorodnienia parametrów fizycznych (Stull, 1988).

Dla wymiany gazowej Ziemia-atmosfera szczególne znaczenie mają pionowe strumienie turbulencyjne. W szczególnym przypadku poziomej homogeniczności, jeżeli stężenie badanego gazu przy powierzchni Ziemi jest większe niż powyżej (rys. 3.1a), to po przesunięciu elementu powietrza przez wir turbulencyjny w dół gęstość badanego gazu w tym elemencie będzie mniejsza niż w powietrzu otaczającym ($\rho_2 < \rho_1$). Dla osi z skierowanej w górę, fluktuacja prędkości pionowej ruchu powietrza skierowana w dół ma wartość ujemną (w' < 0). Ujemnej fluktuacji prędkości będzie więc towarzyszyć ujemna fluktuacja gęstości $(\rho' < 0)$. Zatem iloczyn obu wielkości będzie dodatni $(w'\rho' > 0)$, czyli przy przyjętej orientacji osi z, strumień związany z tym zaburzeniem turbulencyjnym będzie skierowany w górę. W przypadku przesunięcia elementu powietrza w górę, dodatnia fluktuacja ruchu powietrza (w' > 0) związana z ruchem powietrza w górę, bedzie powodowała przeniesienie elementu powietrza o większej gęstości do obszaru o mniejszej gęstości, a zatem powstanie dodatniej fluktuacji gestości ($\rho' > 0$). Również i w tym przypadku iloczyn tych dwóch wielkości będzie dodatni ($w'\rho' > 0$). Tak więc, zawirowania turbulencyjne, zarówno skierowane w dół, jak i w górę powodują, przy założonym profilu badanej wielkości, dodatnie strumienie cząstkowe. Można zatem przyjąć, że wartość średnia tych strumieni cząstkowych, a więc całkowity strumień związany z ruchem turbulencyjnym, również będzie dodatni $(\overline{w'\rho'} > 0)$, czyli skierowany w górę.

Jeżeli zawartość badanego gazu w powietrzu będzie malała wraz z wysokością (rys. 3.1*b*), to ujemna fluktuacja ruchu powietrza (ruchowi w dół) będzie skutkowała dodatnią

³ W opracowaniu przyjęto kartezjański, prostokątny układ współrzędnych *x*, *y*, *z* zorientowany tak, że oś *z* oznacza kierunek pionowy a osie *x* i *y* kierunki poziome. Oś *x* układu skierowana jest wzdłuż kierunku średniego wiatru. Składowe prędkości ruchu powietrza wzdłuż osi *x*, *y*, *z* oznaczane są zgodnie z konwencją przyjętą w mikrometeorologii jako *u*, *v*, *w*. Ponieważ w dalszej części omawiane są głównie ruchy pionowe, dlatego w poniższym wzorze prędkość oznaczono literą *w*.

fluktuacją gęstości i odwrotnie. W obu przypadkach strumienie cząstkowe będą ujemne. W rezultacie ujemny (skierowany w dół) będzie też średni strumień turbulencyjny.

Należy podkreślić, że kierunki strumieni będą takie same przy przeciwnym skierowaniu osi *z*, chociaż oczywiście znaki strumieni będą przeciwne: dodatni będzie wtedy strumień skierowany do dołu, a ujemny ku górze. W literaturze przedmiotu stosuje się obie konwencje znaków strumienia i chociaż w większości przypadków stosunkowo łatwo można stwierdzić czy dodatni strumień oznacza transport od czy do powierzchni Ziemi, korzystne jest określenie *explicite* przyjętej konwencji. W badaniach wymiany gazowej pomiędzy Ziemią a atmosferą na obszarze bagiennym w Kopytkowie w Biebrzańskim Parku Narodowym jako dodatni przyjęto strumień skierowany w górę.

W omówionym przykładzie przedstawiono rozważania dotyczące strumienia określonego gazu. Należy jednak zaznaczyć, że podobne rozumowanie można przedstawić dla profilu temperatury i związanego z nią strumienia ciepła jawnego czy dla profilu prędkości wiatru i związanego z nim strumienia pędu.

Przedstawione rozważania maja charakter poglądowy, natomiast teoretyczne podstawy metody kowariancji wirów pojawiły się w końcu XIX wieku, dzięki wprowadzonej przez Reynoldsa (1895) koncepcji rozkładu sygnału pomiarowego na wartość średnią i fluktuacje (rys. 3.2). Turbulencyjny charakter ruchu w atmosferze powoduje, że przebieg czasowy dowolnego parametru, ξ , można w określonym przedziale czasu przedstawić jako sumę wartości średniej $\overline{\xi}$ i fluktuacji ξ' . Na przykład dla mierzonych składowych ruchu powietrza u, v, w, temperatury T i gęstości gazu ρ będzie to:

$$u = \overline{u} + u',$$

$$v = \overline{v} + v',$$

$$w = \overline{w} + w',$$

$$T = \overline{T} + T',$$

$$\rho = \overline{\rho} + \rho'.$$

(3.3)

Zastosowanie powyższych wzorów do definicji strumienia (3.2) daje chwilową wartość strumienia turbulencyjnego:

$$F = w\rho = (\overline{w} + w')(\overline{\rho} + \rho') = \overline{w}\overline{\rho} + \overline{w}\rho' + \overline{\rho}w' + w'\rho'.$$
(3.4)

Natomiast wartość średnia będzie wynosiła:

$$\overline{F} = \overline{w}\overline{\rho} + \overline{w}\overline{\rho'} + \overline{\rho}\overline{w'} + \overline{w'\rho'}.$$
(3.5)

Ponieważ $\overline{w'} = 0$ i $\overline{\rho'} = 0$ dwa środkowe człony tego równania ulegają wyzerowaniu, a całkowity strumień pionowy danego gazu wynosi:

$$\bar{F} = \bar{w}\bar{\rho} + \overline{w'\rho'},\tag{3.6}$$

W ujęciu statystycznym jest to kowariancja szeregów pomiarowych w i ρ , dlatego metoda nosi nazwę metody kowariancji wirów. Na całkowity strumień gazu składa się część związana z transportem średnim oraz część turbulencyjna.



Rys. 3.2. Rozkład szeregu czasowego na średnią i fluktuacje dla pionowej prędkości ruchu powietrza w i gęstości dwutlenku węgla ρ oraz obliczonego strumienia turbulencyjnego $w'\rho'$. Linią przerywaną zaznaczono wartość średnią

W przypadku pionowego ruchu powietrza przy powierzchni Ziemi, przy założeniu poziomej homogeniczności parametrów meteorologicznych, można dodatkowo przyjąć, że średnia

prędkość pionowego ruchu powietrza jest równa zero⁴, $\overline{w} = 0$. A zatem całkowity strumień pionowy badanej wielkości będzie związany jedynie z transportem turbulencyjnym. Dlatego aby zmierzyć średni pionowy strumień badanej wielkości niezbędne są pomiary parametrów meteorologicznych wykonywane z dużą częstotliwością umożliwiającą uwzględnienie wkładu w średnią wartość strumienia wirów wszystkich rozmiarów. Pionowy strumień turbulencyjny badanego gazu o gęstości, ρ_c , będzie więc określony jako⁵:

$$F_c = \overline{w'\rho'_c},\tag{3.7}$$

a strumienie ciepła jawnego i utajonego:

$$Q_H = \rho_a c_p \overline{w'T'},\tag{3.8}$$

$$Q_E = l \overline{w'\rho'_{H2O}},\tag{3.9}$$

gdzie: ρ_a – gęstość powietrza, c_p – ciepło właściwe powietrza, l – ciepło parowania wody.

3.3. Procedura wyliczania strumieni z pomiarów kowariancyjnych

Definicje strumieni turbulencyjnych (3.7) - (3.9) sugerują bardzo prostą metodykę ich wyznaczania. W praktyce wyliczenie strumieni jest dosyć złożoną procedurą uwzględniającą szereg poprawek, wstępnych przeliczeń oraz selekcji danych. Zespoły badawcze zajmujące się pomiarami metodą EC wypracowały standardy postępowania prowadzące do możliwie najbardziej poprawnego wyliczenia strumieni turbulencyjnych i umożliwiające otrzymanie porównywalnych wyników. Najczęściej stosowana procedura obliczania strumieni obejmuje przygotowanie surowych danych do obliczeń, przeliczenia strumieni, zastosowania odpowiednich poprawek i kontrolę jakości danych. Sprowadza się ona do następujących kroków:

- eliminacja sztucznie generowanych przez system pomiarowy impulsów (ang. *spikes detection*);
- eliminacja danych spoza zakresu fizycznie realnych wartości;
- uśrednianie parametrów w odpowiednio wybranym przedziale czasowym (zwykle z zakresu: 15 min. 1 godz.);
- korekcja ze względu na unoszenie sygnału anemometru akustycznego przez wiatr (w większości nowoczesnych anemometrów uwzględniona sprzętowo);
- obroty układu współrzędnych i transformacje wyników do nowego układu współrzędnych;
- korekcja ze względu na straty spektralne;
- korekcja strumienia ciepła jawnego ze względu na pomiar temperatury anemometrem akustycznym;
- korekcja ze względu na fluktuacje gęstości (tzw. poprawka WPL);

⁴ Założenie to nie jest do końca słuszne, o czym będzie mowa w dalszej części rozdziału

⁵ W dalszej części pominięto oznaczenie wartości średniej przy symbolach strumieni

- w przypadku pomiarów wilgotności powietrza higrometrem kryptonowym, poprawka na pochłanianie pasm emisyjnych lampy kryptonowej przez tlen;
- opcjonalnie inne poprawki (np. na ruchy konwekcyjne wynikające z ogrzewania powietrza przez anemometr, poprawki spektroskopowe);
- testy spełnienia warunku stacjonarności i dobrze rozwiniętej turbulencji.

Poniżej zostaną szerzej opisane wybrane procedury stosowane przy wyznaczaniu strumieni turbulencyjnych na stanowisku pomiarowym w Kopytkowie.

3.3.1. Eliminacja sztucznie generowanych impulsów

Eliminacja impulsów sztucznie generowanych przez elektronikę systemu pomiarowego jest pierwszym krokiem w przygotowaniu danych do obliczenia strumieni turbulencvinych. Chociaż obecne systemy pomiarowe cechują się dużą stabilnością, w szeregu danych mogą pojawić się przypadkowe wartości będące wynikiem skoków napiecia (rvs. 3.3). Impulsy te powinny zostać usuniete, gdyż teoretycznie mogą wpływać na obliczane strumienie. Standardowo stosowana jest w tym celu procedura zaproponowana przez Vickersa i Mahrta (1997) polegająca na obliczaniu odchylenia standardowego σ z wartości z ustalonego przedziału otaczającego sprawdzany punkt. W autorskim programie do obliczania strumieni danych z Kopytkowa jest to ±5 wartości wokół testowanego punktu. Jeżeli różnica między średnią z otaczających punktów a wartością w badanym punkcie jest większa o niż $5,5\sigma$, to wartość w danym punkcie jest zastępowana wartością średnią. Dotychczasowa praktyka pomiarów prowadzonych w Biebrzańskim Parku Narodowym wskazuje, że stosowany system pomiarowy generuje niewiele przypadkowych impulsów i praktycznie nie mają one wpływu na wartość obliczonego strumienia.



Rys. 3.3. Pojawiające się w szeregu czasowym przypadkowe impulsy na przykładzie prędkości pionowej ruchu powietrza (ang. *spikes*) mierzonej w Kopytkowie

3.3.2. Eliminacja fizycznie nierealnych danych

Oprócz błędnych wartości generowanych przez elektronikę systemu pomiarowego w danych surowych mogą pojawić się nierealne fizycznie wartości mierzonych parametrów. Mogą one być wynikiem na przykład chwilowego przesłonięcia ścieżki pomiarowej czujników szybkozmiennych przez krople deszczu, mgły, przelatujące owady, przypadkowe odbicia świetlne, występujące czasowo krople rosy, szronu, szadzi itp. Również te błędne dane powinny zostać usunięte przed wyliczaniem strumieni turbulencyjnych. Wybór fizycznie aprobowanych wielkości jest z reguły subiektywną decyzją zespołu badawczego. W autorskim oprogramowaniu Katedry Meteorologii i Klimatologii stosowanym nad Biebrzą przyjęto jako dopuszczalne dane z następujących zakresów:

- składowa wzdłużna prędkości wiatru u: $-24 \div +24$ m s⁻¹;
- składowa poprzeczna prędkości wiatru $v: -24 \div +24 \text{ m s}^{-1}$;
- składowa pionowa ruchu powietrza $w: -24 \div +24 \text{ m s}^{-1};$
- temperatura powietrza: $-55 \div +55^{\circ}$ C;
- stężenie molowe pary wodnej: $0 \div 3000 \text{ mmol m}^{-3}$;
- stężenie molowe dwutlenku węgla: $0 \div 100 \text{ mmol m}^{-3}$;
- stężenie molowe metanu: $0 \div 0,4 \text{ mmol m}^{-3}$.

Również na etapie analizy wyników wykluczane są wartości strumieni spoza przyjętych zakresów.

3.3.3. Wybór przedziału uśredniania

Pozornie prosty wybór przedziału uśredniania stanowi w rzeczywistości istotne zagadnienie metodyczne, dlatego był przedmiotem wielu prac (Wyngaard, 1973; Sreenivasan i in., 1978; Andreas, 1988; Kaimal i Finnigan, 1994; Lenschow i in., 1994; Trevino i Andreas, 2000; Sakai i in., 2001; Finnigan i in., 2003; Lee i in., 2004b; Trevino i Andreas, 2006; Eckman, 2008). Wartości średnie, pojawiające się w równaniach (3.7) – (3.9) obwarowane są ograniczeniami teoretycznymi. W stacjonarnej metodzie EC wartości uśredniane sa po pewnym wybranym przedziale czasu. Jednak, aby wyznaczonemu w ten sposób strumieniowi można było przypisać jasną interpretację fizyczną, spełnione musi być założenie ergodyczności – średnie z określonego przedziału czasu są równe średnim obszarowym i średnim po zespole statystycznym. Innymi słowy szereg pomiarowy w uśrednianym wycinku czasu musi reprezentować rzeczywiste cechy statystyczne całego procesu. Na przykład w przypadku zjawiska intermitencji, czyli w przypadku, kiedy turbulencja pojawia się tylko w pewnym określonym przedziale czasu, wyliczony dla tego przedziału strumień nie będzie reprezentował rzeczywistego procesu transportu. Dlatego, chociaż technicznie zawsze można wyliczyć strumień ze wzorów (3.7) – (3.9), jedynie w przypadku spełnienia warunku stacjonarności wyniki tych obliczeń mogą być uznane za reprezentujące rzeczywisty proces wymiany Ziemia-atmosfera.

Jednakże, ze względu na zmienność dobową i roczną, przemieszczanie się układów barycznych i frontów atmosferycznych czy (w dłuższej skali czasowej) zmiany klimatu, szeregi czasowe parametrów meteorologicznych są z natury niestacjonarne. Wybór odpowiednio krótkiego przedziału uśredniania pozwala jednak traktować szereg czasowy jako w przybliżeniu stacjonarny. Z drugiej strony zbyt krótki przedział uśredniania powoduje, że nie uwzględniony zostaje transport przez duże wiry. Informacji o rozmiarach dominujących wirów dostarcza analiza spektralna. Klasyczna praca Van der Hovena w 1957 r. (rys. 3.4) wskazuje na wyraźne rozdzielenie części turbulencyjnej od części synoptycznej spektrum mocy prędkości wiatru. Minimum spektrum przypada na fluktuacje o okresie od kilkunastu minut do jednej godziny, dlatego najczęściej stosowane są właśnie takie przedziały uśredniania.



Rys. 3.4. Spektrum mocy prędkości wiatru na wysokości 100 m z Brookhaven National Labolatory (za: Van der Hoven, 1957)

Na stacji pomiarowej w Kopytkowie strumienie turbulencyjne obliczane są niezależnie dla przedziałów uśredniania równych 15 min., 30 min. i 1 godz. Porównanie wyników otrzymanych dla uśredniania w przedziale 1-godz. z wartościami średnimi z 4 przedziałów dla tej samej godziny (rys. 3.5 i 3.6) wskazuje na niewielki wpływ długości przedziału uśredniania na wartości obliczonych strumieni. Wartości współczynników kierunkowych a prostej regresji wyznaczone metodą najmniejszych kwadratów wskazują, że wartości powstałe z uśredniania wyników 15-min. sa średnio niższe o 1-3% od wyników dla przedziałów 1-godz. Jedynie w przypadku strumienia ciepła jawnego są to wartości o ok. 1% wyższe. Niższe wartości dla przedziałów 15-min. niż dla 1-godz., otrzymane dla strumieni ciepła utajonego, dwutlenku wegla i metanu, moga być uzasadnione stratami spektralnymi w długofalowej części widma turbulencyjnego. Trudno natomiast wskazać fizyczne uzasadnienie w odwrotnej sytuacji, jaka ma miejsce dla strumienia ciepła jawnego. Porównując wartości przedstawione na rysunkach 3.5 i 3.6 należy również zwrócić uwagę na duży stopień korelacji między zmiennymi liczonymi obiema metodami. Statystyki dopasowania szeregów (Tabela 3.1) również wskazują na zbieżność obu metod. Ponieważ przedstawione obliczenia i rysunki wykonano na podstawie wybranych danych, spełniających bardzo ostre kryteria jakości danych (tylko wyniki zaliczone przez trzy testy stacjonarności⁶), duża zbieżność wyników dowodzi, że w przypadku spełnienia teoretycznych założeń metody EC, wybór przydziału uśredniania z powszechnie przyjętego zakresu ma drugorzędne znaczenie. Jednakże w celu sprawdzenia tej hipotezy w przypadku każdej stacji pomiarowej celowe jest przetestowanie wpływu długości przedziału uśredniania na wartości obliczonych strumieni. Oprócz porównania wyników dla różnych długości przedziałów uśredniania możliwa jest również analiza kospektrum odpowiednich wielkości (Kaimal i Finnigan, 1994) bądź ich krzywych kumulacyjnych (Oncley i in., 1990; Berger i in., 2001).

⁶ Dokładne omówienie stosowanych testów stacjonarności znajduje się w kolejnym rozdziale.



Rys. 3.5. Porównanie wartości turbulencyjnego strumienia ciepła jawnego Q_H i strumienia ciepła utajonego Q_E , liczonych na stacji pomiarowej w Kopytkowie (lata 2013–2015) dla jednogodzinnych przedziałów uśredniania z wynikami otrzymanymi na podstawie uśrednienia 4 pomiarów liczonych w przedziałach 15–minutowych



Rys. 3.6. Porównanie wartości turbulencyjnego strumienia dwutlenku węgla F_{CO2} i strumienia metanu F_{CH4} , liczonych na stacji pomiarowej w Kopytkowie (lata 2013–2015) dla jednogodzinnych przedziałów uśredniania z wynikami otrzymanymi na podstawie uśrednienia 4 pomiarów liczonych w przedziałach 15–minutowych

Dyskutując problem średniej stosowanej we wzorach na strumienie turbulencyjne należy również zwrócić uwagę na metodę uśredniania dla wybranego przedziału. Najczęściej stosowane jest proste uśrednianie przedziałowe – takie rozwiązanie przyjęto też dla obliczeń w Kopytkowie. Za przyjęciem tego rozwiązania przemawia fakt, że jedynie w przypadku zwykłej średniej zerowaniu ulegają dwa środkowe człony równania (3.5). Innymi słowy,

tylko ten rodzaj uśredniania spełnia założenia uśredniania Reynoldsa. Jednakże w literaturze dosyć często można spotkać również inne metody eliminacji czynnika wolnozmiennego (McMillen, 1988; Beverland i in., 1996; Rannik i Vesala, 1999; Gallagher i in., 2000; Culf, 2000; de Franceschi i Zardi, 2003; Moncrieff i in., 2004; Rebmann i in., 2012; Burba, 2013). Najpopularniejsze z nich to stosowanie regresji liniowej w wybranym przedziale lub danych wygładzonych średnią ruchomą. W przypadku w miarę regularnego przebiegu mierzonych parametrów różnice w obliczonych strumieniach są niewielkie (Fortuniak, 2010). Większe rozbieżności wyników obserwuje się przy gwałtownych zmianach w przebiegu średnim, jednak w takim przypadku nie jest spełnione założenie stacjonarności szeregu.

Tabela 3.1. Wartości i 95% przedziały ufności współczynników regresji prostej y = ax + bdla wartości turbulencyjnych strumieni ciepła jawnego Q_H (Wm⁻²), ciepła utajonego Q_E (Wm⁻²), dwutlenku węgla F_{CO2} (µmol m⁻² s⁻¹) i metanu F_{CH4} (nmol m⁻² s⁻¹), liczonych na stacji pomiarowej w Kopytkowie (lata 2013–2015) dla jednogodzinnych przedziałów uśredniania (zmienna *x*) oraz wyników otrzymanych na podstawie uśrednienia 4 pomiarów liczonych w przedziałach 15–minutowych (zmienna *y*). Pozostałe statystyki dopasowania: r – współczynnik korelacji; *MBE* – błąd średni; *RMSE* – pierwiastek błędu średniokwadratowego; *MAE* – średni błąd absolutny; *d* – statystka dopasowania Willmota

	$Q_{\rm H}$	Q_E	F _{CO2}	F _{CH4}
a (a _{95mn} , a _{95mx})	1,011 (1,008, 1,014)	0,993 (0,991, 0,996)	0,9738 (0,971, 0,974)	0,981 (0,975, 0,987)
b (b95mn, b95mx)	-0,08 (-0,28, 0,13)	0,24 (-0,049, 0,53)	-0,003 (-0,016, 0,011)	1,09 (0,72, 1,469)
r	0,994	0,995	0,992	0,991
MBE	-0,18	0,31	-0,035	-0,41
RMSE	8,0	8,0	0,50	6,3
MAE	3,9	4,2	0,27	3,2
d	0,994	0,995	0,992	0,991

3.3.4. Obroty układu współrzędnych

Nawet najbardziej staranna instalacja systemu pomiarowego nie zapewni idealnego pionowania anemometru akustycznego, a nawet niewielkie odchylenia od pionu powodują, że zmierzona wartość prędkości pionowej ruchu powietrza zawiera składową związaną ze średnią prędkością wiatru. W efekcie dynamicznie nie jest zapewniony warunek $\overline{w} = 0$.

Może to powodować powstanie błędu systematycznego mierzonych strumieni. Podobny efekt, nawet przy teoretycznie idealnym pionowaniu anemometru, może również powodować quasi-stacjonarny przepływ, będący wynikiem wymuszenia dynamicznego przez obiekty znajdujące się na powierzchni Ziemi czy pochyłość terenu, na którym znajduje się punkt pomiarowy. Stanowisko w Kopytkowie usytuowane jest na wyjątkowo płaskim terenie, o stosunkowo jednorodnej roślinności (chociaż sektor południowo–wschodni cechuje się wyższą roślinnością szuwarową, rozdział 2), dlatego efekty związane z nachyleniem średniej płaszczyzny przepływu powinny być niewielkie. Jednak sezonowe i międzyroczne zmiany szaty roślinnej mogą wpływać na warunki przepływu w najbliższym otoczeniu. Stacja osadzona jest na gruncie bagiennym, co może powodować nierównomierne osiadanie, a w efekcie zmiany w nachyleniu anemometru. Dlatego w celu poprawnego obliczenia strumieni niezbędna jest transformacja układu współrzędnych od wartości zmierzonych (u_m, v_m, w_m) do wartości, na podstawie których wykonywane są obliczenia (u, v, w):

$$\begin{bmatrix} u \\ v \\ w \end{bmatrix} = A_3 A_2 A_1 \begin{bmatrix} u_m \\ v_m \\ w_m \end{bmatrix}, \qquad (3.10)$$

gdzie A_3 , A_2 , A_1 są odpowiednimi macierzami kolejnych obrotów. Dwie podstawowe metody wyznaczania macierzy obrotów to metoda układu współrzędnych wiatru rzeczywistego (ang. *natural wind coordinate*) oraz metoda płaszczyzny przepływu średniego (ang. *planar fit method*). W pierwszej metodzie płaszczyzna średniego przepływu jest określana niezależnie przy wyliczaniu każdej wartości strumieni, w drugim jest ona określona na podstawie uśrednienia danych z dłuższego okresu czasu. Niektórzy autorzy zalecają przy tym wyznaczenie kilku płaszczyzn dla dominujących kierunków wiatru (możliwość różnego nachylenia przepływu). Dodatkowo należy rozważyć również sezonowe zmiany wyznaczonej tak płaszczyzny, a w przypadku możliwego nierównomiernego osiadania stacji, również zmiany długoterminowe. Dlatego, aby uniknąć dosyć subiektywnych wyborów czynników uwzględnianych przy wyznaczaniu płaszczyzny średniej (przedziały kierunku wiatru, reprezentatywnego przedziału czasu), przy pomiarach w Kopytkowie zastosowano metodę układu współrzędnych wiatru rzeczywistego.

Pierwszy obrót w tej metodzie (Tanner i Thurtell, 1969; Kaimal i Finnigan, 1994; Lee i in., 2004a) wykonywany jest wokół osi z (rys. 3.7) i ma na celu skierowanie osi x układu współrzędnych wzdłuż kierunku wiatru średniego:

$$\begin{bmatrix} u_1 \\ v_1 \\ w_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \alpha_1 & \sin \alpha_1 & 0 \\ -\sin \alpha_1 & \cos \alpha_1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_m \\ v_m \\ w_m \end{bmatrix},$$
(3.11)

gdzie $\alpha_1 = \arctan \bar{v}_m / \bar{u}_m$.

Celem drugiego obrotu wykonywanego wokół osi y jest skierowanie osi z prostopadle do płaszczyzny średniego przepływu powietrza (zapewnienie warunku $\overline{w} = 0$):

$$\begin{bmatrix} u \\ v \\ w \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \alpha_2 & 0 & \sin \alpha_2 \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \alpha_1 & 0 & \cos \alpha_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_1 \\ v_1 \\ w_1 \end{bmatrix},$$
(3.12)

gdzie $\alpha_2 = \arctan \overline{w}_1 / \overline{u}_1$.



Rys. 3.7. Obroty układu współrzędnych w metodzie wiatru rzeczywistego. Oznaczenia: u_m, v_m, w_m – zmierzone składowe prędkości ruchu powietrza, u_1, v_1, w_1 – wartości po pierwszym obrocie (w płaszczyźnie u_m, v_m – ustalenie wektora u wzdłuż średniej prędkości wiatru), u, v, w – wartości po drugim obrocie (w płaszczyźnie u_1, w_1 – zerowanie średniej pionowej prędkości ruchu powietrza), α_1, α_2 – kąty obrotu

Wykonywanie trzeciego obrotu nie jest polecane (Finnigan i in., 2003; Lee i in., 2004a; Mauder i Foken, 2011). Chociaż wykonywany wokół osi x ma on teoretycznie ma zapewnić diagonalizację tensor Reynoldsa (zapewnienie warunku $\overline{v'w'} = 0$) to często prowadzi do nierealistycznych rezultatów. Dlatego został on pominięty w obliczaniu strumieni na podstawie danych z Kopytkowa.

Wartości kąta drugiego obrotu, α_2 , układu współrzędnych dla danych w Kopytkowie wykazują wyraźną zależność od kierunku wiatru (rys. 3.8). Kąt ten pokazuje odchylenie wektora średniego przepływu od płaszczyzny przyjętej za poziomą dla układu pomiarowego (lub inaczej: odchylenie przyjętego pionu o normalnej do płaszczyzny utworzonej przez średni przepływ powietrza). Przebieg α_2 wskazuje na istnienie stałych tendencji w pochyleniu płaszczyzny przepływu. Odchylenia są jednak niewielkie, z reguły nie przekraczają 2 deg.



Rys. 3.8. Zależność kąta drugiego obrotu układu współrzędnych, α_2 , (kąt między przyjętą w pomiarach płaszczyzną pozioma a płaszczyzną średniego przepływu) od kierunku wiatru. Kopytkowo, lata 2013–2015

3.3.5. Poprawka na straty spektralne

Ruch turbulencyjny cechuje się istnieniem wirów, których rozmiary obejmują kilka rzędów wielkości, od wirów o rozmiarach odpowiadających grubości warstwy granicznej, czyli rzędu kilometra do małych, zaledwie milimetrowych. Te najmniejsze wiry nie mogą być "zauważone" przez czujniki pomiarowe ze względu na długość ścieżki pomiarowej. Na przykład w typowych anemometrach akustycznych jest to kilkanaście centymetrów, w czujniku metanu Li7700 – kilkadziesiąt. System pomiarowy nie jest też w stanie zarejestrować wirów mniejszych niż odległość między ścieżką pomiarową analizatora gazowego a anemometru akustycznego.

Jednakże w metodzie kowariancyjnej nie mierzy się bezpośrednio rozmiarów wirów, lecz wykorzystuje fakt, że ze skalą przestrzenną związana jest skala czasowa wirów oraz domyślnie przyjmuje się hipotezę Taylora "zamrożonej turbulencji". Dzięki temu zamiast analizy przestrzennej dokonuje się analizy szeregu czasowego, dokonując rozkładu spektralnego względem częstości, a nie liczby falowej. Małe wiry odpowiadają za fluktuacje w szeregu czasowym o wysokiej częstotliwości, a duże – niskiej. Wykonywanie obliczeń dla ustalonych przedziałów czasu t_a powoduje, że w obliczanym strumieniu nie są uwzględniane wiry o częstotliwości mniejszej niż $1/t_a$. Podobnie obliczone strumienie nie uwzględniają częstości wyższych niż częstotliwość zapisywanych danych (w przypadku stosowanego systemu 10 Hz). W rezultacie mierzone (ko)spektrum cechuje się "obcięciem" wysokich i niskich częstotliwości (rys. 3.9). Ponieważ rzeczywisty strumień odpowiada polu pod rzeczywistą krzywą spektralną, strumień mierzony jest zaniżony o wartość wynikającą z tego "obcięcia". Wymusza to stosowanie odpowiednich poprawek.

Szersze omówienie teoretycznych podstaw procedur prowadzących do poprawek spektralnych i ich praktycznej implementacji przekracza ramy tego opracowania. W praktyce pomiarowej stosowanych jest kilka standardowych algorytmów (Moncrieff i in., 1997; Horst, 1997; Massman, 2000, 2001; Mauder i Foken, 2004; Ibrom i in., 2007; Foken, 2012). Dosyć szeroko stosowana analityczna poprawka Massmana (2000, 2001) będąca rozwinięciem



Rys. 3.9. Porównanie kospektrum teoretycznego (linia ciągła) z kospektrum wyznaczonym na podstawie danych pomiarowych (linia przerywana). Zacienione obszary pokazują filtrowanie niskich częstości wynikające z wyboru przedziału uśredniania ($f = 1/3600s=2,7\cdot10^{-4}$ Hz) oraz wysokich częstotliwości wynikające z częstotliwości pomiarów (10 Hz)

koncepcji Horsta (1997) w przypadku zwykłego uśrednia przedziałowego dla strumienia gazu *c* przyjmuje postać:

$$\frac{\Delta(\overline{w'\rho_c'})}{\overline{w'\rho_c'}} = 1 - \left(\frac{b}{b+1}\right) \left(\frac{b}{b+p}\right) \left(\frac{1}{p+1}\right)$$
(3.13a)

w przypadku równowagi stałej i

$$\frac{\Delta(\overline{w'\rho_c'})}{\overline{w'\rho_c'}} = 1 - \left(\frac{b^{\alpha}}{b^{\alpha}+1}\right) \left(\frac{b^{\alpha}}{b^{\alpha}+p^{\alpha}}\right) \left(\frac{1}{p^{\alpha}+1}\right)$$
(3.13b)

w przypadku równowagi chwiejnej. Parametr α podany przez Massmana wynosi 0,925, chociaż teoretyczne rozważania sugerują, że powinien on być równy 7/8. Współczynniki *b* i *p* określają zależności:

$$b = 2\pi f_x \tau_b, \tag{3.14a}$$

$$p = 2\pi f_x \tau_e, \tag{3.14b}$$

gdzie f_x jest częstością, dla której kospektrum osiąga wartość maksymalną, natomiast τ to odpowiednie stałe czasowe. Stała czasowa wynikająca z długości czasu uśredniania wynosi, $\tau_b = t_a/2,8$, a stała czasowa wynikająca z geometrii (długości ścieżki pomiarowej) i oddalenia czujników τ_e :

$$\tau_e = \sqrt{\Sigma \tau_i^2} , \qquad (3.15)$$

gdzie τ_i – składowe od poszczególnych czujników. Dla anemometru akustycznego o długości ścieżki pomiarowej l_p , składowa ta wynosi: $\tau_{e1} = l_p/(8,4\bar{u})$ (Kristensen i Fitzjarrald, 1984), a dla analizatora gazowego $\tau_{e2} = l_p/(4,0\bar{u})$, gdzie \bar{u} to średnia prędkość wiatru (Silverman, 1968). Stałe czasowe w przypadku oddalenia czujników na odległość l_d wynoszą: $\tau_{e3} = l_d/(1,1\bar{u})$ w przypadku usytuowania poprzecznego do kierunku wiatru i $\tau_{e4} = l_d/(1,05\bar{u})$ dla kierunku wzdłużnego (Kristensen i Jansen, 1979). Częstotliwość f_x , dla której kospektrum osiąga wartość maksymalną może być wyznaczona z zależności (Massman i Clement, 2004):

$$f_x = 0.79(\bar{u}/z)(1+7.9z/L)^{3/4}$$
(3.16a)

dla równowagi stałej i

$$f_x = 0.79(\bar{u}/z)$$
 (3.16b)

dla równowagi chwiejnej. L oznacza długość Obuchowa, z – efektywna wysokość pomiarów. Poprawka na straty spektralne ściśle zależy od konfiguracji systemu pomiarowego. W przypadku systemu zainstalowanego w Kopytkowie o wielkości poprawki decydują: czas uśredniania $t_a = 1$ godz., efektywna wysokość pomiarów, z = 3,4 m, długość ścieżki pomiarowej, która dla analizatora gazowego Li7500 (H₂O/CO₂) wynosi $l_{pLi7500}$ = 12,5 cm, dla Li7700 (CH₄), $l_{pLi7700}$ = 50,0 cm, a dla anemometru akustycznego 8100Young, $l_{psonic} = 50,0$ cm, oraz odległość od anemometru akustycznego, odpowiednio: $l_{dLi7500} = 30$ cm, $l_{d\text{Li7y00}} = 50 \text{ cm}$. Straty spektralne strumienia turbulencyjnego ciepła jawnego i strumieni turbulencyjnych pędu, wyznaczane jedynie na podstawie pomiarów anemometrem akustycznym, są stosunkowo niewielkie (rys. 3.10) i wynoszą od kilku procent przy chwiejnej i obojętnej stratyfikacji atmosfery do około prawie 18% przy stabilnej (z/L = 2). Bez uwzględnienia odległości między anemometrem akustycznym a analizatorem Li7500 turbulencyjny strumień pary wodnej i dwutlenku węgla powinien zostać skorygowany od ok. 6% dla równowagi chwiejnej i obojętnej do prawie 30% w przypadku silnie stałej, przy czym wpływ stałej czasowej τ_e obliczanej jedynie dla ścieżki Li7500 jest prawie taki sam jak przy dodatkowym uwzględnieniu wpływu długości ścieżki anemometru akustycznego. Najsilniej straty spektralne wpływają na wyznaczanie strumienia metanu, co jest konsekwencją najdłuższej ścieżki pomiarowej. Bez uwzględnienia odległości miedzy Li7700 a anemometrem poprawka ta jest oceniana na ok. 17% przy równowadze chwiejnej i obojętnej i aż 60% przy równowadze stałej. Uwzględnienie odległości między analizatorami gazowymi a anemometrem drastycznie zwiększa wartości poprawek (rys. 3.10). Porównanie z wartościami strumienia otrzymanymi z pakietu EddyPro wskazuje, że poprawki te są zdecydowanie zawyżone, dlatego stała czasowa wynikająca z odległości między czujnikami nie jest stosowana w oprogramowaniu KMiK. Za przyjęciem takiego rozwiązania dodatkowo

przemawia fakt, że wpływ odległości między czujnikami jest minimalizowany przez maksymalizację kowariancji z przedziału ±2 s.

Należy podkreślić, że poprawki na straty spektralne powinny być zastosowane przed wykonaniem pozostałych poprawek.



Rys. 3.10. Zależność poprawki na straty spektralne $\Delta(\overline{w'\rho_c'})/\overline{w'\rho_c'}$ od parametru stabilności $\zeta = z/L$, z uwzględnieniem różnych składników wpływających na straty spektralne. Obliczenia dla konfiguracji systemu w Kopytkowie: czas uśredniania $t_a = 1$ godz., efektywna wysokość pomiarów z = 3,4 m, długość ścieżki pomiarowej $l_{pLi7500} = 12,5$ cm, $l_{pLi7700} = 50,0$ cm, odległość od anemometru akustycznego $l_{dLi7500} = 30$ cm, $l_{dLi7700} = 50$ cm

3.3.6. Korekcja strumienia ciepła jawnego ze względu na pomiar temperatury anemometrem akustycznym

Strumienie turbulencyjne policzone bezpośrednio z równań (3.7) - (3.9) na podstawie surowych danych pomiarowych, różnią się od strumieni rzeczywistych ze względu na specyfikę czujników pomiarowych lub nieuwzględnienie pewnych procesów fizycznych zachodzących w warstwie powierzchniowej atmosfery.

W przypadku wykorzystania w obliczeniach pomiarów chwilowych wartości temperatury wykonanych anemometrem akustycznym (alternatywą mogą być pomiary wykonywane przy pomocy termopary), należy uwzględnić fakt, że temperatura ta różni się od temperatury rzeczywistej. Różnica ta wynika z faktu, że pomiar temperatury za pomocą anemometru akustycznego wykorzystuje zależność prędkości rozchodzenia się dźwięku w powietrzu od temperatury. Prędkość ta zależy jednak również od wilgotności powietrza, dlatego zmierzona w ten sposób temperatura T_s różni się od temperatury rzeczywistej T (wartości temperatury podane w °K):

$$T_s = T(1+0.51q), (3.17)$$

gdzie q oznacza wilgotność właściwą. Rzeczywista temperatura będzie więc dana wzorem:

$$T = \frac{T_s}{(1+0.51q)} \approx T_s(1-0.51q) .$$
(3.18)

Wykorzystanie powyższej zależności w definicji strumienia turbulencyjnego i zastosowanie uśredniania Reynoldsa pozwala, po pominięciu składników wyższych rzędów, na wyznaczenie skorygowanej kowariancji $\overline{w'T'}$ (strumienia ciepła jawnego w tzw. formie kinematycznej) na podstawie kowariancji liczonej z danych surowych $\overline{w'T_s'}$ (Schoutanus i in., 1983; van Dijk i in., 2004, Fortuniak, 2010):

$$\overline{w'T'} = \overline{w'T_s'} - 0.51(\overline{T}/\rho_a)\overline{w'\rho'_{H20}}, \qquad (3.19)$$

gdzie: \overline{T} – średnia temperatura powietrza (°K), ρ_a – gęstość powietrza (g m⁻³), ρ_{H20} – gęstość pary wodnej (g m⁻³), $\overline{w'\rho'_{H20}}$ – kinematyczny strumień pary wodnej. Wyrażając strumienie nie w formie kinematycznej, lecz w (Wm⁻²), skorygowany strumień ciepła jawnego, będzie wynosił:

$$Q_H = Q_{H,s} - 0.51\bar{T}\frac{c_p}{l}Q_E , \qquad (3.20)$$

gdzie: $Q_{H,s}$ – nieskorygowany strumień ciepła jawnego, Q_E – strumień ciepła utajonego, c_p – ciepło właściwe powietrza, l – ciepło parowania wody.



Rys. 3.11. Nomogram poprawki $Q_H - Q_{H,s} = -0.51\overline{T}(c_p/l)Q_E$ (w Wm⁻²) na strumień ciepła jawnego, wynikającej z pomiarów temperatury za pomocą anemometru akustycznego w funkcji temperatury powietrza *T* i strumienia ciepła utajonego Q_E (za: Fortuniak, 2010)



Rys. 3.12. Porównanie wartości nieskorygowanego $Q_{H,s}$ i skorygowanego Q_H ze względu na pomiar temperatury anemometrem akustycznym strumienia ciepła jawnego (górny rysunek), oraz wartość poprawki w funkcji nieskorygowanego strumienia (dolny rysunek) na stacji pomiarowej w Kopytkowie z lat 2013–2015 (wartości liczone w przedziałach 1–godzinnych, pozytywnie zweryfikowane przez 3 testy stacjonarności)

Ponieważ strumień pary wodnej (strumień ciepła utajonego) jest najczęściej dodatni, zastosowanie poprawki na pomiar temperatury anemometrem akustycznym prowadzi z reguły

do zmniejszenia strumienia ciepła jawnego. Dla typowych zakresów ciepła utajonego wartości bezwzględne tej poprawki nie przekraczają 20–30 Wm⁻² (rys. 3.11). W przypadku pomiarów wykonywanych w Kopytkowie typowe wartości tej poprawki sięgają –20 Wm⁻², przy czym największe jej wartości bezwzględne obserwuje się nie dla największych notowanych wartości Q_H , lecz dla wartości w granicach 100–150 Wm⁻² (rys. 3.12). Jest to prawdopodobnie wynikiem faktu, że największe strumienie ciepła jawnego notowano w sytuacjach zmniejszonej ewapotranspiracji.

Należy podkreślić, że ze względu na fakt, iż strumień ciepła jawnego pojawia się w kolejnych poprawkach, poprawka na pomiary temperatury anemometrem akustycznym ma również wpływ na pozostałe strumienie.

3.3.7. Poprawka WPL

Kolejna poprawka na strumienie turbulencyjne związana jest z bilansem masy i fluktuacjami gęstości. Jak już wcześniej wspomniano założenie zerowania średniej pionowej prędkości ruchu powietrza nie jest do końca prawdziwe. Wynika to z procesów wymiany masy między powierzchnią Ziemi a atmosferą, dobowej zmienności temperatury oraz dynamicznego sprężania powietrza. Procesy te wymuszają powstawanie niewielkiego, niemierzalnego (rzędu 0,1 mm s⁻¹) średniego ruchu powietrza w kierunku pionowym. Jako przyczynę tego ruchu wskazać można takie procesy, jak:

- Parowanie z powierzchni Ziemi, które powoduje dostarczanie dodatkowej masy do atmosfery. Wyparowanie jednego milimetra wody z powierzchni prowadzi do powstania słupa pary wodnej o grubości mniej więcej jednego metra, gdyż woda w postaci gazowej zajmuje objętość o trzy rzędy wielkości większą niż w postaci ciekłej. Powoduje to wypychanie ku górze powietrza znajdującego się przy Ziemi, a więc nadanie mu pewnej niewielkiej prędkości pionowej.
- Słabe ruchy pionowe powstają również w wyniku termicznego rozprężania lub kurczenia się przypowierzchniowych warstw powietrza. Stopniowe nagrzewanie powietrza przy powierzchni Ziemi, na przykład na skutek absorpcji przez powierzchnię promieniowania słonecznego, powoduje rozprężanie przypowierzchniowej warstwy powietrza, w efekcie powstanie skierowanej w górę średniej prędkości pionowej. Przeciwnie skierowany ruch powietrza powstaje w wyniku kurczenia się warstwy na skutek nocnego wychładzania powierzchni.
- Z przyczyn dynamicznych prowadzących do niespełnienia warunku $\overline{w} = 0$ wskazać należy związane równaniem Bernuolliego zwiększenie ciśnienia (sprężanie) przypowierzchniowej warstwy powietrza na skutek zmniejszenia prędkości spowodowanego tarciem o podłoże. Podobnie jak w przypadku procesów termicznych, sprężanie to prowadzi do powstania skierowanej ku Ziemi stałej składowej pionowego ruchu powietrza.

Potrzebę uwzględnienia procesów tego typu sugerowali już w 1977 r. Webb i Pearman (1977) oraz Jones i Smith (1977). Najbardziej znana forma poprawki wynikającej z uwzględnienia fluktuacji gęstości wynikających z fluktuacji temperatury i wilgotności pochodzi z pracy Webba, Pearmana i Leuninga (1980) i od nazwisk autorów tej publikacji nazywana jest poprawką WPL (we wcześniejszej literaturze można też spotkać nazwę: poprawka Webba).

Poprawka ta, jej różne modyfikacje i potrzeba stosowania były szeroko dyskutowane w literaturze (Fuehrer i Friehe, 2002; Liebethal i Foken, 2003; Liebethal i Foken, 2004; Leuning, 2004, 2007; Liu, 2005; Kowalski, 2006; Massman i Tuovinen, 2006; Lee i Massman, 2011; Burba, 2013) Obecnie przyjmuje się, że jest ona niezbędna w celu uzyskania wiarygodnych wyników, a błędy wynikające z jej pominięcia mogą być w przypadku niektórych strumieni bardzo duże (Oncley i in., 2007; Foken, 2008; Foken i in., 2012; Aubinet i in., 2012; Burba, 2013).

W przypadku systemów z otwartą ścieżką pomiarową skorygowany poprawką WPL średni strumień F_c gazu c dany jest wzorem (Webb i in., 1980):

$$F_c = \overline{w'\rho_c'} + \mu(\overline{\rho_c}/\overline{\rho_d})\overline{w'\rho'_{\rm H20}} + (1+\mu\sigma)(\overline{\rho_c}/\overline{T})\overline{w'T'}, \qquad (3.21)$$

gdzie: $\overline{w'\rho_c}'$ – strumień badanego gazu przed korekcją, ρ_c – gęstość badanego gazu (g m⁻³), ρ_d – gęstość powietrza suchego (g m⁻³), μ – stosunek masy molowej powietrza suchego do masy molowej pary wodnej, σ – stosunek zmieszania dla pary wodnej, \overline{T} – średnia temperatura powietrza (°K), $\overline{w'\rho'_{H20}}$ – kinematyczny strumień pary wodnej, $\overline{w'T'}$ – kinematyczny strumień ciepła jawnego.

Metoda pomiarowa stosowana w analizatorze metanu Li7700 polega na określaniu zawartości metanu w powietrzu nie na podstawie bezpośredniego, wynikającego z prawa Lamberta-Beera, pomiaru tłumienia natężenia promieniowania o zadanej długości fali, lecz na określeniu tego tłumienia w oparciu o modulacje długości i kształtu fali promieniowania laserowego spowodowane zawartością metanu (tzw. *Wavelenght Modulation Spectroscopy*). Poprawka WPL powinna być przy tej metodzie dodatkowo zmodyfikowana ze względu na tzw. efekty spektroskopowe:

$$F_c = A_s \Big(\overline{w'\rho_c'} + B_s \mu(\overline{\rho_c}/\overline{\rho_d}) \overline{w'\rho'_{\text{H2O}}} + C_s (1+\mu\sigma)(\overline{\rho_c}/\overline{T}) \overline{w'T'} \Big),$$
(3.22)

gdzie współczynniki A_s , B_s , C_s zależą do temperatury powietrza, ciśnienia atmosferycznego i molowego stosunku zmieszania dla pary wodnej, określane są na podstawie odpowiednich wartości tabelarycznych (LI-COR Biosciences, 2010). Na przykład dla temperatury powietrza równej 20°C, ciśnienia 1000 hPa i stosunku zmieszania 0,01 wynoszą: $A_s = 0,98$, $B_s = 1,44$, $C_s = 1,31$.

W przypadku strumienia pary wodnej E wzór powyższy ulega uproszczeniu:

$$E = (1 + \mu\sigma) \left(\overline{w'\rho'_{\text{H2O}}} + (\overline{\rho_{\text{H2O}}}/\overline{T}) \overline{w'T'} \right).$$
(3.23)

Zastosowanie poprawki WEB do danych pomiarowych w Kopytkowie pokazuje, w jak różnym stopniu wpływa ona na różne strumienie turbulencyjne. W przypadku strumienia ciepła utajonego jej wpływ jest stosunkowo niewielki. Strumienie skorygowane są tylko nieznacznie wyższe od surowych kowariancji – około 5% (rys. 3.13, Tabela. 3.2). Podobne rezultaty, 2–3%, otrzymali Liebethal i Foken (2003). Z wyjątkiem indywidualnych przypadków, poprawka ta powoduje zwiększenie strumienia ciepła utajonego maksymalnie

o około 10–20°Wm⁻². Przy ujemnych wartościach strumienia ciepła jawnego może ona natomiast obniżać Q_E o około 5 Wm⁻².

Znacznie większe znaczenie ma poprawka WPL w przypadku obliczania strumienia dwutlenku węgla (Lee i Massman, 2011). Różnice między surową kowariancją a skorygowanym strumieniem mogą w tym przypadku dochodzić do kilkudziesięciu procent zależnie od temperatury i wilgotności podłoża (Burba, 2013). Zastosowanie wzoru (3.21) do danych z Kopytkowa (rys. 3.14) potwierdza bardzo dużą rolę poprawki WPL w wyznaczaniu strumienia turbulencyjnego dwutlenku węgla. Dla pomiarów w warunkach bagien biebrzańskich poprawka ta powoduje zmniejszenie wartości bezwzględnej strumienia CO_2 średnio o około 50% (Tabela 3.2), jednak w poszczególnych przypadkach jej wpływ może być o wiele silniejszy, a w szczególnych przypadkach może wręcz prowadzić do zmiany kierunku wyznaczonego strumienia. Praktycznie w całym obszarze zmienności strumienia CO_2 wartość bezwzględna tej poprawki mieści się w zakresie od ok. 20% do ponad 100% mierzonej wartości. Dlatego stosowanie tej poprawki jest niezbędnie konieczne w obliczeniach wymiany CO_2 pomiędzy powierzchnią Ziemi a atmosferą.

Tabela 3.2. Wartości i 95% przedziały ufności współczynników regresji prostej y = ax + bdla wartości turbulencyjnych strumieni ciepła jawnego Q_H (Wm⁻²), ciepła utajonego Q_E (Wm⁻²), dwutlenku węgla F_{CO2} (µmol m⁻² s⁻¹) i metanu F_{CH4} (nmol m⁻² s⁻¹), pomiędzy surowymi kowariancjami (zmienna *x*) a kowariancjami po zastosowaniu poprawki (zmienna *y*) WPL (Q_E, F_{CO2}, F_{CH4}) i poprawki na pomiar temperatury anemometrem akustycznym (Q_H). Obliczenia danych ze stacji pomiarowej w Kopytkowie (lata 2013–2015) dla jednogodzinnych przedziałów uśredniania. Pozostałe statystyki dopasowania: *r* – współczynnik korelacji; *MBE* – błąd średni; *RMSE* – pierwiastek błędu średniokwadratowego; *MAE* – średni błąd absolutny; *d* – statystka dopasowania Willmota

	Q _H	Q _E	F _{CO2}	F _{CH4}
a (a95mn, a95mx)	0,958 (0,956, 0,959)	1,059 (1,058, 1,060)	0,49 (0,48, 0,50)	0,94 (0,91, 0,96)
b (b _{95mn} , b _{95mx})	-2,6 (-2,7, -2,4)	-0,63 (-0,74, -0,53)	0,47 (-0,016, 0,011)	13 (11, 14)
ľ	0,999	0,999	0,874	0,904
MBE	4,6	-3,8	-3,2	-11
RMSE	6,4	6,4	5,2	23
MAE	4,6	4,3	4,0	15
d	0,995	0,996	0,587	0,874



Rys. 3.13. Porównanie wartości nieskorygowanego $Q_{E,raw}$ i skorygowanego poprawką WPL $Q_{E,WPL}$ strumienia ciepła jawnego (górny rysunek) oraz wartość poprawki w funkcji nieskorygowanego strumienia (dolny rysunek) na stacji pomiarowej w Kopytkowie z lat 2013–2015 (wartości liczone w przedziałach 1–godzinnych, pozytywnie zweryfikowane przez 3 testy stacjonarności)



Rys. 3.14. Porównanie wartości nieskorygowanego $F_{CO2,raw}$ i skorygowanego poprawką WPL $F_{CO2,WPL}$ strumienia dwutlenku węgla (górny rysunek) oraz wartość poprawki w funkcji nieskorygowanego strumienia (dolny rysunek) na stacji pomiarowej w Kopytkowie z lat 2013–2015 (wartości liczone w przedziałach 1–godzinnych, pozytywnie zweryfikowane przez 3 testy stacjonarności)



Rys. 3.15. Porównanie wartości nieskorygowanego $F_{CH4,raw}$ i skorygowanego poprawką WPL $F_{CH4,WPL}$ strumienia metanu (górny rysunek) oraz wartość poprawki w funkcji nieskorygowanego strumienia (dolny rysunek) na stacji pomiarowej w Kopytkowie z lat 2013–2015 (wartości liczone w przedziałach 1–godzinnych, pozytywnie zweryfikowane przez 3 testy stacjonarności)

Poprawka WPL ma również istotne znaczenie w przypadku strumienia metanu. W przypadku danych z Biebrzańskiego Parku Narodowego mieści się ona w granicach od -20 do około 70 µmol m⁻² s⁻¹ (rys. 3.15). Znaczenie poprawki WPL widać szczególnie wyraźnie w przypadku ujemnych wartości strumienia metanu. Nieskorygowany strumień tego gazu $F_{CH4,raw}$ osiąga bowiem fizycznie nierealne, duże wartości ujemne poniżej $-50 \mu mol m^{-2} s^{-1}$. Trudno bowiem wskazać procesy, które w skali ekosystemu powodowałyby tak intensywne pochłanianie tego gazu. Dopiero zastosowanie poprawki WPL powoduje, że stają się one dodatnie bądź zbliżone do zera. W przypadku ujemnych wartości $F_{CH4,raw}$ punkty oznaczające wartość poprawki dosyć wyraźnie układają się powyżej prostej y = -x (z kilkoma wyjątkami wynikającymi z błędów pomiarowych i/lub możliwości istnienia niewielkiego ujemnego strumienia metanu). Należy podkreślić, że to dolne ograniczenie poprawki WPL nie wynika wprost z matematycznej formy równania (3.21), lecz jest przejawem procesów fizycznych jakie opisuje. Pośrednio więc potwierdza poprawność przyjętych założeń odnośnie korekcji strumieni.

3.4. Podsumowanie

Systemy kowariancji wirów dostarczają w chwili obecnej prawdopodobnie najlepszej metody pomiarów strumieni gazów cieplarnianych w skali całego ekosystemu. Pozwalają one uzyskać wyjatkowa rozdzielczość czasowa i ciagła serie pomiarowa z długiego przedziału czasu. Skomplikowana metodyka wyznaczania strumieni, wysokie koszty oraz konieczność samodzielnej budowy systemu pomiarowego na bazie dostępnych czujników i rejestratorów powodowały ograniczenia stosowania tej metody w praktyce. Obecnie istnieją już gotowe zestawy do pomiarów kowariancyjnych oraz pakiety oprogramowania. Pakiety te pozwalaja jednak na spory wybór różnych opcji obliczeniowych. W podjętym opracowaniu omówiono podstawowe zagadnienia związane z wyznaczaniem strumieni wskazujące kolejne procedury najczęściej stosowane przy obliczaniu strumieni z systemów pomiarowych z otwartą ścieżką pomiarową. Mogą być one traktowane jako wstępne, przykładowe omówienie wybranych problemów znacznie szerszego zagadnienia. Ze względu na ramy objętościowe skoncentrowano się jedynie na procedurze wyliczania strumieni dla konfiguracji systemu pomiarowego na stacji w Kopytkowie w Biebrzańskim Parku Narodowym. Dlatego zupełnie pominięta została metodyka stosowana przy zamkniętej ścieżce pomiarowej. Mimo dążenia do standaryzacji w pomiarach kowariancyjnych, poza zestawem podstawowych, powszechnie przyjętych procedur, stosowane są dodatkowe analizy i poprawki (jak na przykład poprawka Burby, zwiazana z ruchami konwekcyjnymi powodowanymi przez czujniki), które nie zostały omówione ze względu na ramy objętościowe pracy. Należy jednak pamiętać, że ze względu na możliwość wyboru różnych opcji obliczeniowych, przy omawianiu wyników otrzymanych metodami EC bardzo istotne jest podanie szczegółowych informacji o konfiguracji stanowiska pomiarowego i szczegółów wyliczania strumienie. Informacje takie sa niezwykle istotne przy interpretacji i porównywaniu wyników otrzymanych przez różne grupy badawcze. Równie istotne są informacje o jakości danych i obszarze źródłowym czujników omówione w kolejnym rozdziale.

Praca wykonana w ramach projektu "Bilans absorpcji i emisji gazów cieplarnianych (metanu, dwutlenku węgla i pary wodnej) na obszarach bagiennych (studium Biebrzańskiego Parku Narodowego)" sfinansowanego ze środków Narodowego Centrum Nauki przyznanych na podstawie decyzji numer DEC-2011/01/B/ST10/07550. Autorzy dziękują Dyrekcji Biebrzańskiego Parku Narodowego za umożliwienie prowadzenia badań na terenie Parku oraz Państwu Krystynie i Adamowi Raczkowskim z gospodarstwa agroturystycznego "Dworek na końcu świata" za opiekę nad stanowiskiem pomiarowym.

Literatura

- Andreas, E.L., 1988, Estimating averaging times for point and path-averaged measurements of turbulence spectra, J. Appl. Meteorol., 27, 295–304.
- Aubinet, M., Grelle, A., Ibrom, A., Rannik, Ü., Moncrieff, J., Foken, T., Kowalski, A.S., Martin, P.H., Berbigier, P., Bernhofer, C., Clement, R., Elbers, J., Granier, A., Grünwald, T., Morgenstern, K., Pilegaard, K., Rebmann. C., Snijders, W., Valentini, R., Vesala, T., 2000, Estimates of the annual net carbon and water exchange of forests: The EUROFLUX methodology, Adv. Ecol. Res., 30, 113–175.
- Aubinet, M., Vesala, T., Papale, D. (red.), 2012, *Eddy Covariance: A Practical Guide to Measurement and Data Analysis*, Springer, Dordrecht, Heidelberg, London, New York, 438 s.
- Baldocchi, D., 2003, Assessing the eddy covariance technique for evaluating carbon dioxide exchange rates of ecosystems: past, present and future, Global Change Biol., 9, 479–492.
- Baldocchi, D., 2013, A Brief History on Eddy Covariance Flux Measurements: A Personal Perspective, FluxLetter, 5(2), 1–8.
- Baldocchi, D., 2014, Measuring fluxes of trace gases and energy between ecosystems and the atmosphere the state and future of the eddy covariance method, Global Change Biol., 20, 3600–3609.
- Baldocchi, D., Falge, E., Gu, L., Olson, R., Hollinger, D., Running, S., Anthoni, P., Bernhofer, C., Davis, K., Evans, R., Fuentes, J., Goldstein, A., Katul, G., Law, B., Lee, Z., Malhi, Y., Meyers, T., Munger, W., Oechel, W., Paw, U., Pilegaard, K., Schmid, H., Valentini, R., Verma, S., Vesala, T., Wilson, K., Wofsy, S., 2001, FLUXNET: A New Tool to Study the Temporal and Spatial Variability of Ecosystem–Scale Carbon Dioxide, Water Vapor, and Energy Flux Densities, Bulletin of American Meteorological Society, 82, 2415–2434.
- Baldocchi, D., Hicks, B., Meyers, T., 1988, Measuring biosphere-atmosphere exchanges of biologically related gases with micrometeorological methods, Ecology, 69, 1331–1340.
- Berger, B.W., Davis, K.J., Yi, C., Bakwin, P.S., Zhao, C.L., 2001, Long-term carbon dioxide fluxes from a very tall tower in northern forest: Part I. Flux measurement methodology, J. Atmos. Oceanic Technol., 18, 529–542.
- Beverland, I.J., Ónéill, D.H., Scott, S.L., Moncrieff, J.B., 1996, Design, construction and operation of flux measurement systems using the conditional sampling technique, Atmos. Environ., 30, 3209–3220.
- Burba, G., 2013, Eddy Covariance Method for Scientific, Industrial, Agricultural and Regulatory Applications. A Field Book on Measuring Ecosystem Gas Exchange and Areal Emission Rates. LI-COR Biosciences, Lincoln, Nebraska, 345 s.
- Ciais, P., Sabine, C., Bala, G., Bopp, L., Brovkin, V., Canadell, J., Chhabra, A., DeFries, R., Galloway, J., Heimann, M., Jones, C., Le Quéré, C., Myneni, R.B., Piao, S., Thornton P., 2013, Carbon and Other Biogeochemical Cycles, w: T.F. Stocker, D. Qin, G.-K. Plattner, M. Tignor, S.K. Allen, J. Boschung, A. Nauels, Y. Xia, V. Bex, P.M. Midgley (red.), *Climate Change 2013: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment*

Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA.

- Culf, A.D., 2000, Examples of the effects of different averaging methods on carbon dioxide fluxes calculated using the eddy correlation method, Hydrol. Earth Syst. Sci., 4(1), 193–198.
- de Franceschi, M., Zardi, D., 2003, Evaluation of cut-off frequency and correction of filter-induced phase lag and attenuation in eddy covariance analysis of turbulence data, Boundary-Layer Meteorol., 108, 289–303.
- Eckman, R.M., 2008, Comment on 'Dynamical implications of block averaging' by G. Trevino and E.L. Andreas, Boundary-Layer Meteorol., 127, 345–351.
- Ertel, H., 1942, Der vertikale Turbulenz-Wärmenstorm in der Atmosphäre, Meteorol. Z., 59, 250–253.
- Finnigan, J.J., Clements, R., Malhi, Y., Leuning, R., Cleugh, H., 2003, A re-evaluation of long-term flux measurement techniques. Part I: Averaging and coordinate rotation, Boundary-Layer Meteorol., 107, 1–48.
- Foken, T., 2008, Micrometeorology, Springer, Berlin, 306 s.
- Foken, T., Leuning, R., Oncley, S. P., Mauder, M., and Aubinet, M., 2012, Corrections and data quality, w: M. Aubinet, T. Vesala, D. Papale (red.), *Eddy Covariance: A Practical Guide to Measurement and Data Analysis*, Springer, Dordrecht, Heidelberg, London, New York, 85–132.
- Fortuniak, K., 2010, Radiacyjne i turbulencyjne składniki bilansu cieplnego terenów zurbanizowanych na przykładzie Łodzi, Wyd. UŁ, Łódź, 232 s.
- Fratini, G., Mauder, M., 2014, Towards a consistent eddy-covariance processing: an intercomparison of EddyPro and TK3, Atmos. Meas. Tech., 7, 2273–2281.
- Fuehrer, P.L., Friehe, C.A., 2002, Flux correction revised, Bound. Layer Meteorol., 102, 415–457
- Gallagher, M.W., Clayborough, R., Beswick, K.M., Hewitt, C.N., Owen, S., Moncrieff, J., Pilegaard, K., 2000, Assessment of a relaxed eddy accumulation for measurements of fluxes of biogenic volatile organic compounds: Study over arable crops and a mature beech forest, Atmos. Environ., 34, 2887–2899.
- Horst, T.W., 1997, A simple formula for attenuation of eddy fluxes measured with first-order response scalar sensors, Boundary-Layer Meteorol., 82, 219–233.
- Ibrom, A., Dellwik, E., Flyvbjerg, H., Jensen, N.O., Pilegaard, K., 2007, Strong low-pass filtering effects on water vapor flux measurements with closed-path eddy correlation systems, Agricultural and Forest Meteorology, 147, 140–156.
- Jones, E.P., Smith, S.D., 1977, A First measurement of sea-air CO₂ flux by eddy correlation, J. Geophys. Res., 82, 5990–5992.
- Kaimal, J.C., Finnigan, J.J., 1994, Atmospheric boundary flows. their structure and measurement, Oxford Univ. Press, 289 s.
- Kowalski, A.S., 2006, Comment on "An alternative approach for CO₂ flux correction caused by heat and water vapour transfer" by Liu, Boundary-Layer Meteorol., 120, 353–355.
- Kristensen, L., Fitzjarrald, D.R., 1984, The effect of line averaging on scalar flux measurements with a sonic anemometer near the surface, J. Atmos. Oceanic Technol., 1, 138–146.
- Kristensen, L., Jensen, N.O., 1979, Lateral coherence in isotropic turbulence and in the natural wind, Boundary-Layer Meteorol., 17, 353–373.
- Lee, X., Finnigan, J., Paw U, K.T., 2004a, Coordinate system and flux bias error, w: X. Lee, W. Massman, B. Law (red.), *Handbook of Micrometeorology: A guide for surface flux measurement and analysis*, Kluwer Acad. Publ., Dordrecht, 33–66.
- Lee, X., Massman W.J., Law, B. (red.), 2004, *Handbook of micrometeorology: A guide for surface flux measurement and analysis*, Kluwer Acad. Publ., Dordrecht, 250 s.
- Lee, X., Massman, W.J., 2011, A perspective on thirty years of the Webb, Pearman and Leuning density corrections, Boundary-Layer Meteorol., 139, 37–59.

- Lenschow, D.H., Mann, J., Kristensen, L., 1994, How long is long enough when measuring fluxes and other turbulence statistics?, J. Atmos. Oceanic Technol., 11, 661–673.
- Leuning, R., 2004, Measurements of trace gas fluxes in the atmosphere using eddy covariance: WPL corrections revisited, w: X. Lee, W. Massman, B. Law (red.), *Handbook of Micrometeorology: A guide for surface flux measurement and analysis*, Kluwer Acad. Publ., Dordrecht, 119–132.
- Leuning, R., 2007, The correct form of the Webb, Pearman and Leuning equation for eddy fluxes of trace gases in steady and non-steady state, horizontally homogeneous flows, Boundary-Layer Meteorol., 123, 263–267.
- LI-COR Biosciences, 2010, LI-7700 Open-path CH4 Analyzer Instruction Manual. Publication No. 984- 10751, 170 s.
- Liebethal, C., Foken, T., 2003, On the significance of the Webb correction to fluxes, Boundary-Layer Meteorol., 109, 99–106.
- Liebethal, C., Foken, T., 2004, On the significance of the Webb correction to fluxes, Corrigendum, Boundary-Layer Meteorol., 113, 301.
- Liu, H.P., 2005, An alternative approach for CO₂ flux correction caused by heat and water vapour transfer, Boundary-Layer Meteorol., 115, 151–168.
- Lund, M., Lafleur, P.M., Roulet, N.T., Lindroth, A., Christensen, T.R., Aurela, M., Chojnicki, B.H., Flanagan, L.B., Humphreys, E.R., Laurila, T., Oechel, W.C., Olejnik, J., Rinne, J., Schubert, P., Nilsson, M.B., 2010, Variability in exchange of CO₂ across 12 northern peatland and tundra sites, Global Change Biology, 16, 2436–2448.
- Massman, W.J., 2000, A simple method for estimating frequency response corrections for eddy covariance systems, Agric. Forest Meteorol., 104, 185–198.
- Massman, W.J., 2001, Reply to comment by Rannik on "A simple method for estimating frequency response corrections for eddy covariance systems", Agric. Forest Meteorol., 107, 247–251.
- Massman, W.J., Clement, R., 2004, Uncertainty in eddy covariance flux estimates resulting from spectral attenuation, w: X. Lee, W. Massman, B. Law (red.), *Handbook of Micrometeorology:* A guide for surface flux measurement and analysis, Kluwer Acad. Publ., Dordrecht, 67–99.
- Massman, W.J., Tuovinen, J.-P., 2006, An analysis and implications of alternative methods of deriving the density (WPL) terms for eddy covariance flux measurements, Boundary-Layer Meteorol., 121, 221–227.
- Mauder, M., Foken, T., 2011, *Documentation and Instruction Manual of the Eddy-Covariance Software Package TK3*. Universität Bayreuth, Abteilung Mikrometeorologie, 46, 60 s., ISSN 1614-8924.
- Mauder, M., Foken, T., Clement, R., Elbers, J., Eugster, W., Grünwald, T., Heusinkveld, B., Kolle, O., 2008, Quality control of CarboEurope flux data - part 2: inter-comparison of eddy-covariance software, Biogeosciences, 5, 451–462.
- McMillen, R.T., 1988, An eddy correlation technique with extended applicability to non-simple terrain, Boundary-Layer Meteorol., 43, 231–245.
- Moncrieff, J.B., Clement, R., Finnigan, J.J., Meyers, T., 2004, Averaging and de-trending, w: X. Lee,
 W. Massman, B. Law (red.), *Handbook of Micrometeorology: A guide for surface flux measurement and analysis*, Kluwer Acad. Publ., Dordrecht, 7–31.
- Moncrieff, J.B., Massheder, J.M., de Bruin, H., Ebers, J., Friborg, T., Heusinkveld, B., Kabat, P., Scott, S., Soegaard, H., Verhoef, A., 1997, A system to measure surface fluxes of momentum, sensible heat, water vapor and carbon dioxide, Journal of Hydrology, 188–189, 589–611.
- Monin, A.S., Obuchow, A.M., 1954, Osnovnye zakonomernosti turbulentnogo premesivanija v prizemnom sloje atmosfery, Tr. Geof. Inst. AN SSSR, 24(151), 163–187.
- Montgomery, R.B., 1948, Vertical eddy flux of heat in the atmosphere, J. Meteorol., 5, 265-274.

- Nicolini, G., Castaldi, S., Fratini, G., Valentini, R., 2013, A literature overview of micrometeorological CH4 and N2O flux measurements in terrestrial ecosystems, Atmos. Environ., 81, 311–319.
- Oncley, S.P., Businger, J.A., Itsweire, E.C., Friehe, C.A., LaRue, J.C., Chang, S.S., 1990, Surface layer profiles and turbulence measurements over uniform land under near-neutral conditions, 9th Symp. on Boundary Layer and Turbulence, Amer. Meteorol. Soc., 237–240.
- Oncley, S.P., Foken, T., Vogt, R., Kohsiek, W., de Bruin, H., Bernhofer, C., Christen, A., Grantz, D., Lehner, E., Liebethal, C., Liu, H., Mauder, M., Pitacco, A., Ribeiro, L., Weidinger, T., 2007, The energy balance experiment EBEX-2000. Part I: Overview and energy balance, Boundary-Layer Meteorol., 123, 1–28.
- Priestley, C.H.B., Swinbank, W.C., 1947, Vertical transport of heat by turbulence in the atmosphere, Proc. Roy. Soc. London A, 189, 543–561.
- Rannik, Ü., Vesala, T., 1999, Autoregressive filtering versus linear detrending in estimation of fluxes by the eddy covariance method, Boundary-Layer Meteorol., 91(2), 259–280.
- Rebmann, C., Kolle, O., Heinesch, B., Queck, R., Ibrom, A., Aubinet, M., 2012, Data Acquisition and Flux Calculations, w: M. Aubinet, T. Vesala, D. Papale (red.), *Eddy Covariance: A Practical Guide to Measurement and Data Analysis*, Springer, Dordrecht, Heidelberg, London, New York., 59–84.
- Sakai, R.K., Fitzjarrald, D.R., Moore, K.E., 2001, Importance of low-frequency contributions to eddy fluxes observed over rough surfaces, J. Appl. Meteorol., 40, 2178–2192.
- Schoutanus, P., Nieuwstadt, F.T.M., de Bruin, H.A.R., 1983, Temperature measurement with a sonic anemometer and its application to heat and moisture fluctuations, Boundary-Layer Meteorol., 26, 81–93.
- Silverman, B.A., 1968, The effect of spatial averaging on spectrum estimation, J. Appl. Meteorol., 7, 168–172.
- Sreenivasan, K.R., Chambers, J.A., Antonia, R.A., 1978, Accuracy of moments of velocity and scalar fluctuations in the atmospheric surface layer, Boundary-Layer Meteorol., 14, 341–359.
- Stull, R.B., 1988, An introduction to boundary layer meteorology, Kluwer Acad. Publ., Dordrecht, 666 s.
- Tanner, C.B., Thurtell, G.W., 1969, Anemoclinometer measurements of Reynolds stress and heat transport in the atmospheric surface layer, Univ. of Wisconsin Tech. Rep., ECOM-66-G22-F, Madison, 82 s.
- Trevino, G., Andreas, E.L., 2000, Averaging intervals for spectral analysis of nonstationary turbulence, Boundary-Layer Meteorol., 95, 231–247.
- Trevino, G., Andreas, E.L., 2006, Dynamical implications of block averaging, Boundary-Layer Meteorol., 120, 497–508.
- van Dijk, A., Moene, A.F., de Bruin, H.A.R., 2004, *The principles of surface flux physics: Theory, practice and description of the ECOACK library*, Wageningen Univ. Internal Rep., 96 s.
- Vickers, D., Mahrt, L., 1997, Quality control and flux sampling problems for tower and aircraft data, J. Atmos. Oceanic Technol., 14, 512–526.
- Webb, E.K., Pearman G.I., Leuning, R., 1980, Correction of the flux measurements for density effects due to heat and water vapour transfer, Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 106, 85–100.
- Webb, E.K., Pearman, G.I., 1977, Correction of CO2 transfer for the effect of water vapour transfer, w: R.W. Bilger (red.), Second Australasian Conference on Heat and Mass Transfer, University of Sydney, 469–476.
- Wyngaard, J., 1973, On surface-layer turbulence, Workshop on Micrometeorology, Amer. Meteorol. Soc., 101–149.

Yamanoi, K. i in. (red.), 2012, Practical Handbook of Tower Flux Observations. Hokkaido Research Center, Forestry and Forest Products Research Institute, Sapporo, Japan, 196 s.

Basics of the turbulent fluxes calculation from the open-path eddy-covariance measurement system data

Abstract

The chapter refers to the basics of the methodology of turbulent fluxes calculation from the data gained by open-path eddy-covariance measurements system. The role of selected steps in flux calculation is analyzed for tree-year measurements made at the wetlands of Biebrza National Park, near the village Kopytkowo. The basic idea of turbulent flux calculation on the base of fast-respond measurements of meteorological parameters is explained. The major steps in the flux calculation are referred. Such problems as elimination of wrong data, the choice of averaging period, coordinate system rotation, and correction due to temperature measurements with sonic anemometer and due to density fluctuation (WPL correction) are discussed in more detail. The general concept of spectral correction is illustrated by application of the analytical Massman method.

Key words: gas exchange surface-atmosphere, measurement methods, greenhouse gases, Biebrza National Park

K. Fortuniak, W. Pawlak