

**Universidade de São Paulo  
Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas  
Departamento de Ciências Atmosféricas**



**Grupo de Micrometeorologia  
Laboratório de Interação Ar-Mar**

**Relatório de Atividades de Mestrado  
Abril 2016 - Outubro 2016**

**Estudo espectral da Camada Limite Superficial na  
região da Estação Antártica Brasileira  
Comandante Ferraz**

**Aluna: Jenniffer Guerra Sánchez  
Orientadora: Profa. Dra. Jacyra Soares**

São Paulo  
2016

## Resumo

O presente trabalho tem como objetivo principal estudar o comportamento da turbulência da camada limite superficial da região da Estação Antártica Brasileira Comandante Ferraz. Foram analisados vários conjuntos de dados observacionais coletados durante o Projeto “*ETA - Estudo da Turbulência na Antártica*”, no verão do ano 2014. As medidas foram realizadas com frequência de amostragem de 10 Hz, e foram escolhidos intervalos de 30 minutos para o cálculo dos (co)espectros turbulentos. Foram estimados os espectros turbulentos das componentes da velocidade do vento e os coespectros turbulentos dos fluxos de momento e calor sob diferentes tipos de estratificação atmosférica. Estes (co)espectros foram ajustados por uma função que permitiu avaliar as propriedades espectrais da turbulência na camada limite superficial. O comportamento dos espectros nas altas frequências foi consistente com a teoria de isotropia local, com as componentes zonal, meridional e vertical do vento decaindo com  $n^{-5/3}$  no subintervalo inercial. O comportamento coespectral dos fluxos turbulentos de momento e calor também se mostrou em acordo com a literatura com os coespectros decaindo com a potência  $n^{-7/3}$  no subintervalo inercial. Estes resultados indicam o caráter isotrópico de turbulência na região das altas frequências. Foram obtidas boas correlações entre as variâncias das componentes vertical e zonal do vento calculadas mediante a integração das curvas ajustadas aos espectros turbulentos e as variâncias obtidas diretamente das séries temporais. Utilizando a alta frequência dos espectros destas componentes foi possível estimar a taxa de dissipação molecular de energia cinética turbulenta. As taxas de dissipação obtidas a partir das três componentes da velocidade do vento foram bem semelhantes para todo o período, porém os valores da taxa de dissipação obtidos a partir do espectro da componente zonal foram maiores na maioria dos casos. A variação temporal da energia cinética turbulenta e da taxa de dissipação mostraram, como esperado, padrões similares. A partir da integração dos coespectros turbulentos no intervalo de frequência foram estimados os fluxos verticais turbulentos de calor sensível e momento. Posteriormente os valores destes fluxos foram comparados, com aqueles valores de fluxos obtidos a cada 30 minutos diretamente das séries temporais pelo método da covariância, resultando boa concordância entre os métodos.

## Sumário

<b>1. Introdução .....</b>	<b>1</b>
<b>1.1 Objetivos .....</b>	<b>2</b>
<b>2. Região de estudo e dados utilizados .....</b>	<b>2</b>
<b>2.1 Região de estudo .....</b>	<b>2</b>
<b>2.2 Dados utilizados .....</b>	<b>3</b>
<b>3. Tratamento estatístico da turbulência .....</b>	<b>4</b>
<b>3.1 Hipóteses de Taylor .....</b>	<b>4</b>
<b>3.2 Fluxos turbulentos .....</b>	<b>5</b>
<b>3.3 Espectro de energia .....</b>	<b>6</b>
<b>4. Espectros turbulentos na CLS .....</b>	<b>8</b>
<b>5. Estimativas espectrais .....</b>	<b>9</b>
<b>6. Resultados preliminares .....</b>	<b>11</b>
<b>6.1 Análises dos espectros de Fourier .....</b>	<b>12</b>
<b>6.2 Variâncias das séries turbulentas .....</b>	<b>14</b>
<b>6.3 Estimativa da taxa de dissipação e energia cinética turbulenta .....</b>	<b>14</b>
<b>6.4 Estimativas coespectrais .....</b>	<b>16</b>
<b>7. Discussão .....</b>	<b>18</b>
<b>8. Atividades futuras .....</b>	<b>19</b>
<b>9. Referências bibliográficas .....</b>	<b>19</b>
<b>10. Outras atividades desenvolvidas no período .....</b>	<b>21</b>
<b>10.1 Disciplinas do programa de mestrado .....</b>	<b>21</b>

## 1. Introdução

A Camada Limite Planetária (CLP) é a região da troposfera que está diretamente influenciada pela superfície terrestre e onde os fenômenos meteorológicos de pequena escala têm essencial importância (Stull, 1988). Os processos que ocorrem nesta camada respondem às forçantes superficiais em uma escala de tempo menor que uma hora e de acordo com a importância relativa destas forçantes pode ser classificada como, convectiva, neutra e/ou estável (Stull, 1988).

Quando o aquecimento da superfície pela radiação solar é suficiente para manter a convecção térmica e instabilizar a atmosfera, pode-se dizer que a CLP é convectiva, isto faz com que a maior parte da turbulência se deva a ação dos grandes turbilhões, que permitem a ocorrência de um intenso transporte vertical de massa e momentum (Oke, 1987).

Em uma atmosfera sob condições neutras podem ser encontradas com frequência, velocidades superficiais do vento suficientemente fortes para influenciar negativamente na troca de calor entre a superfície e a atmosfera (Stull, 1988), isto pode provocar que o fluxo de calor na superfície seja levemente positivo ou negativo e que não seja suficiente para alterar a turbulência de origem mecânica.

Por outro lado a estabilidade superficial ocorre toda vez que a superfície está mais fria do que a camada de ar adjacente. O resfriamento radiativo da superfície é suficiente para manter uma estratificação térmica onde o fluxo de calor na superfície é negativo e a turbulência terá que realizar trabalho (Stull, 1988; Sorbjan, 2006).

A Camada Limite Superficial (CLS), é a região da atmosfera adjacente à superfície cuja estrutura dinâmica e termodinâmica é determinada pelos fluxos turbulentos gerados nesta (Stull, 1988). A altura da CLS corresponde a aproximadamente 10% da altura da CLP (Wyngaard, 1985). O microclima existente na superfície do planeta é adequado à vida humana devido aos processos de transporte turbulento de calor e vapor de água que ocorrem nessa camada. Diversas teorias têm sido formuladas na tentativa de obter uma descrição dos escoamentos turbulentos de forma universal, mas a complexidade deles não permite uma abordagem estritamente analítica do problema (Souza et al., 2011). Os escoamentos turbulentos têm sido descritos com relativo sucesso através da teoria estatística.

Neste trabalho, foi estudado o comportamento da turbulência e sua influência no transporte de momento na CLS. Para isso foram realizadas análises espectrais das componentes vertical e horizontal da velocidade do vento e da temperatura do ar.

## **1.1 Objetivos**

O objetivo geral deste trabalho é, através dos vários conjuntos de dados observacionais coletados durante o Projeto ETA (Estudo da Turbulência na Antártica), avaliar o comportamento da turbulência da CLS na região da Estação Antártica Brasileira Comandante Ferraz (EACF).

### **Os objetivos específicos identificados são:**

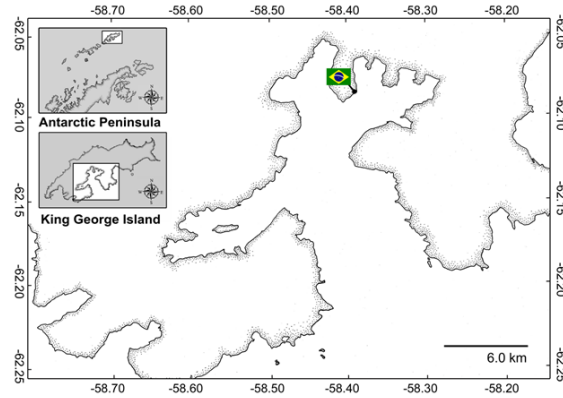
- Analisar os dados observacionais disponíveis.
- Calcular os espectros turbulentos da variância da velocidade do vento e verificar se seguem comportamentos consistentes com aqueles observados sob condições homogêneas.
- Estimar a taxa de dissipação molecular de energia cinética turbulenta.
- Calcular os coespectros turbulentos e analisar seu comportamento no subintervalo inercial.
- Estimar os fluxos turbulentos de calor sensível e momento e comparar com os fluxos obtidos cada 30 minutos diretamente das séries temporais (método da covariância).

## **2. Região de estudo e dados utilizados**

### **2.1 Região de estudo**

A região investigada é a região da Estação Antártica Brasileira Comandante Ferraz (EACF), localizada na Península de Keller, a qual está rodeada pela Baía de Almirantado, e localiza-se na Ilha Rei George (62°05'S, 58°23'O) (Fig. 1). Esta ilha é a maior do Arquipélago Shetland do Sul, no Norte da Península Antártica, com aproximadamente 1250 Km<sup>2</sup> (Braun et al., 2001) e encontra-se 20 m acima do nível médio do mar. O arquipélago está situado a 130 km do continente Antártico e a 849 km do ponto mais ao sul do continente americano (Cabo de Hornos).

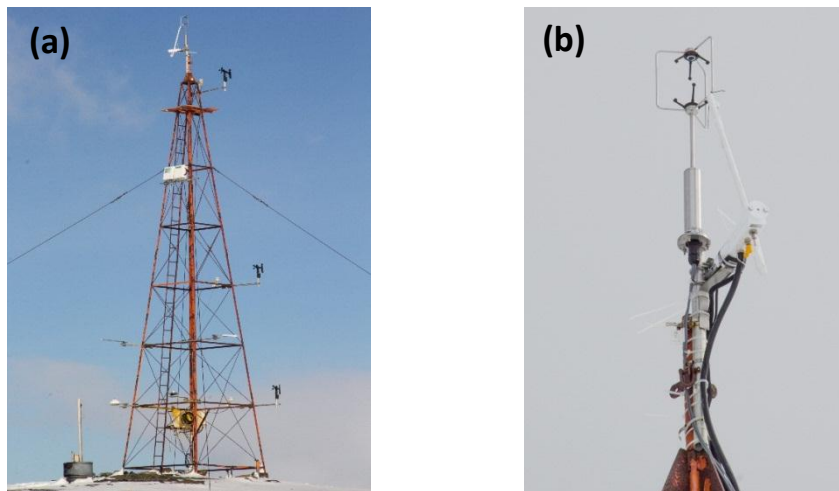
A Estação Ferraz está situada aproximadamente a uma distância de 100 metros da linha costeira. O conjunto de instrumentos meteorológicos foi instalado numa torre micrometeorológica localizada na área costeira próxima da Estação Ferraz.



**Figura 1:** Localização (bandeira de Brasil), da Estação Antártica Brasileira Comandante Ferraz (EACF). Adaptado de Moura (2009).

## 2.2 Dados utilizados

O sistema de coleta de dados de alta frequência foi instalado a 11.74 metros de altura, este sistema está composto por um anemômetro sônico tridimensional (Instrumentos Gill, modelo: Windmaster Pro) e um analisador de gás infravermelho de caminho fechado (LI-7200, *enclosed path CO<sub>2</sub>/H<sub>2</sub>O gas analyzer*, LICOR, Lincoln, NE, USA), conforme à Figura 2. O anemômetro mede os dados das três componentes da velocidade do vento e da temperatura do ar, e o analisador de gás está acoplado ao anemômetro, e mede as flutuações de dióxido de carbono ( $CO_2$ ), de vapor de água ( $H_2O$ ), da densidade do ar e da umidade (LI-COR, Inc, 2010) (Burba et al., 2010).



**Figura 2:** Torre micrometeorológica na EACF (a) instrumentos de alta e baixa frequências e (b) instrumentos de alta frequência instalados no topo da torre

As medições foram realizadas com frequência de amostragem de 10 Hz, e foi escolhido intervalo de 30 minutos para o cálculo dos (co)espectros turbulentos. Com o objetivo de processar e exibir os dados de forma completa e concisa foi utilizado o Software EddyPro - versão 5.0, o qual inclui uma série de correções para garantir a qualidade dos dados.

O período de estudo do presente trabalho envolveu os dias desde o 22 ao 27 de novembro (326-331 dia do ano) do ano 2014. Segundo Alves (2016), a Estação Ferraz durante o período de estudo, esteve a maioria do tempo, caracterizada por uma atmosfera com estabilidade perto da neutralidade onde o vento predominante foi de leste, com características típicas do Oceano.

### **3. Tratamento estatístico da turbulência**

As variáveis de um escoamento turbulento podem ser tratadas como variáveis aleatórias, assumindo estados idealizados de homogeneidade, estacionaridade e isotropia. Quando as propriedades estatísticas de uma variável aleatória forem independentes do espaço, o processo é chamado homogêneo, este é estacionário quando estas propriedades não se alteram no tempo e considera-se isotrópico quando são independentes da rotação e reflexão dos eixos espaciais (Kundu e Cohen, 2002). A partir destas considerações é possível simplificar consideravelmente os cálculos estatísticos. Este escoamento turbulento idealizado permite analisar e interpretar de melhor forma certas características também presentes nos escoamentos turbulentos reais (Kaimal e Finnigan, 1994; Panofsky e Dutton, 1984; Oke, 1987).

A turbulência se manifesta em diferentes escalas de comprimento que dependem das dimensões características dos vórtices turbulentos (Souza et al. 2011). Quanto menor os vórtices, menor a dependência da geometria do escoamento e os vórtices se tornam mais aleatórios e isotrópicos (Eiger, 1989).

#### **3.1 Hipóteses de Taylor**

Uma grande dificuldade no estudo da estrutura espacial da turbulência, é o fato de que a maioria das medições micrometeorológicas são realizadas desde torres micrometeorológicas, ou seja, pontos fixos no espaço, e idealmente para este tipo de estudo se requer da informação de vários pontos espacialmente distribuídos. Porém assumindo a hipótese de Taylor é possível conhecer a estrutura espacial da turbulência tendo somente medidas temporais (Peltier et al., 1996; Wyngaard e Clifford, 1977).

A hipótese de Taylor (Taylor, 1938) plantea que as flutuações turbulentas não contribuem significativamente para a advecção; dessa forma esta hipótese pode ser assumida quando a intensidade da flutuação de velocidade do escoamento turbulento for muito menor do que a intensidade do escoamento médio ( $U$ ). Isto permite estabelecer as seguintes transformações de coordenadas:

$$x = Ut \quad (1)$$

onde  $x$  e  $t$  são as coordenadas de espaço e tempo, e  $k$  e  $f$  são o número de onda (recíproco do número de onda) e a frequência respectivamente. Assim assumindo estacionariedade e homogeneidade na direção  $x$ , a turbulência poderá ser considerada congelada a medida que passa através de um sensor. Na realidade a turbulência não está congelada, ela sempre evolui, mas Taylor propôs que isso pode ser assumido contanto que o tempo para que um turbilhão passe pelo sensor seja pequeno para o turbilhão mudar notoriamente. As medidas temporais poderão ser convertidas em espaciais e as espaciais em temporais, usando a relação entre o tempo de translação, a velocidade média e o comprimento do vórtice que atravessa o sensor (Stull, 1991; Panofsky e Dutton, 1984; Kaimal e Finnigan, 1994; Arya, 1988).

Esta hipótese cumpre-se exigindo um limite para a intensidade da turbulência, pois quanto mais intensa, mais rápido evoluem os turbilhões e não poderá ser considerada congelada (Lumley, 1965). Wills e Deardorff (1976) estabeleceram a seguinte condição entre o desvio padrão da velocidade do vento ( $\sigma_u$ ) e a velocidade do vento médio ( $U$ ) para a validade da hipótese de Taylor:

$$\frac{\sigma_u}{U} < 0.5 \quad (2)$$

Esta relação garante que a intensidade da turbulência seja relativamente menor que a intensidade do escoamento médio.

### 3.2 Fluxos turbulentos

Os escoamentos turbulentos têm sido descritos estatisticamente usando a decomposição de Reynolds, a partir da qual, qualquer variável de um fluxo turbulento pode ser expressada como a soma da sua média mais uma flutuação em torno desta. Se são definidas as componentes da velocidade do vento  $u$ ,  $v$  e  $w$  na direção zonal ( $x$ ), lateral ( $y$ ) e vertical ( $z$ ) respectivamente, e é assumido que a direção  $x$  está alinhada na direção do vento médio ( $\bar{u} \neq 0$ ,  $\bar{v} = \bar{w} = 0$ ) (Kaimal e Finnigan, 1994), usando a decomposição de Reynolds as componentes da velocidade do vento podem ser escritas como:

$$u = \bar{u} + u' \quad v = v' \quad w = w' \quad (3)$$

onde  $u'$ ,  $v'$ ,  $w'$  são as flutuações turbulentas, as quais devem ser estatisticamente estacionárias durante o intervalo de tempo escolhido para calcular o valor médio (Foken et al., 2012).



Assumindo a validade da hipótese de Taylor e aplicando a antes mencionada decomposição de Reynolds, é possível estimar os fluxos verticais turbulentos a partir de covariâncias estatísticas (Mcphee, 2008). Assim os fluxos verticais turbulentos de calor sensível ( $H$ ) e momentum ( $\tau$ ) podem ser estimados a partir da covariância entre as flutuações turbulentas da velocidade vertical do vento ( $w'$ ) e a variável de interesse da seguinte forma (Kaimal e Finnigan, 1994):

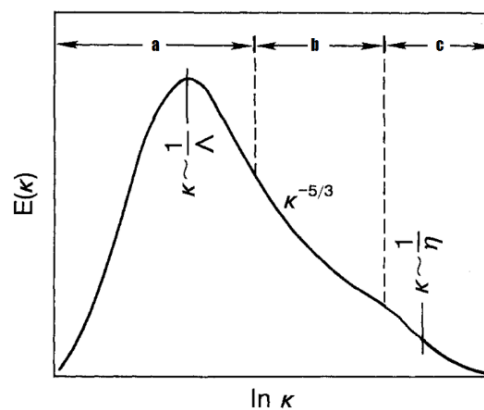
$$H = \rho_a C_p \overline{w' \theta'} \quad (4)$$

$$\tau = -\rho_a \overline{w' u'} \quad (5)$$

onde  $\rho_a$  ( $\text{kg m}^{-3}$ ) é a densidade do ar e  $C_p$  ( $\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$ ) o calor específico do ar a pressão constante. As flutuações turbulentas da velocidade vertical e zonal do vento e da temperatura potencial são representadas por  $w'$ ,  $u'$  e  $\theta'$  respectivamente.

### 3.3 Espectro de energia

O termo cascata de energia foi introduzido por Richardson no ano 1922, ele propôs que cada escala do fluxo turbulento está associada a uma certa quantidade de energia, produzindo-se uma transferência de energia das escalas maiores as menores (Monin e Yaglom, 1971). Posteriormente no ano 1941 Kolmogorov propôs a *Teoria do Equilíbrio Universal*, a qual foi um grande avanço na compreensão dos escoamentos turbulentos. Baseado nesta teoria, a qual está diretamente relacionada com a ideia de cascata de energia, Kolmogorov definiu três regiões distintas no espectro turbulento (Fig. 3).



**Figura 2:** Densidade espectral de energia ( $E$ ) na CLS em função do número de onda ( $k$ ) mostrando (a) a região de produção de energia, (b) o subintervalo inercial e (c) a região de dissipação.  $L$  é a escala integral da turbulência e  $\eta$  é a microescala de Kolmogorov (Figura adaptada de Kaimal e Finnigan, 1994).

A porção do espectro denominada de “Região de Produção” de energia cinética turbulenta (ECT), é aquela em que se encontram os maiores vórtices de menor frequência e onde toda a

ECT é produzida a partir do escoamento médio (flutuabilidade e cisalhamento). Outra região do espectro turbulento é o “Subintervalo Inercial”, onde a energia não é produzida nem dissipada, ela é transmitida dos maiores vórtices aos menores e o espectro decai a razão de  $-5/3$ . Neste intervalo a função densidade espectral do campo de vento tridimensional  $S(k)$  deve satisfazer a seguinte relação conhecida como lei da potencia  $-5/3$  do subintervalo inercial:

$$S(k) \propto \varepsilon^{\frac{2}{3}} k^{-\frac{5}{3}} \quad (6)$$

onde  $\varepsilon$  é a taxa de dissipação de ECT e  $k$  é o número de onda associado ao tamanho dos vórtices; os quais tendem a ter propriedades universais para todos os tipos de escoamentos turbulentos, o que indica que a turbulência pode ser considerada isotrópica nesta região (Kolmogorov, 1941). Na “Região de Dissipação”, se encontram os menores turbilhões, aqueles que não dependem da geometria do lugar. Nessa região toda a energia é consumida pela viscosidade molecular mediante a destruição destes turbilhões e deste jeito a ECT é convertida em energia interna.

Como mencionado anteriormente, segundo Kolmogorov, a turbulência pode ser considerada localmente isotrópica no subintervalo inercial; isto significa que nesta região o espectro unidimensional da componente zonal de velocidade do vento  $[S_u(k_1)]$ , deve seguir o mesmo comportamento do espectro tridimensional mostrado em (2). Ou seja,  $S_u$  dependerá somente da taxa de dissipação molecular e do número de onda:

$$S_u(k_1) = \alpha_1 \varepsilon^{\frac{2}{3}} k_1^{-\frac{5}{3}} \quad (6)$$

onde  $\alpha_1$  é a constante de Kolmogorov com valor estimado entre 0.5 e 0.6 (Kaimal e Finnigan, 1994) e  $k_1$  é o número de onda na direção do vento médio. A condição de isotropia local também permite estabelecer outra relação entre os espectros das componentes de velocidade do vento  $u, v$  e  $w$  ( $S_u, S_v, S_w$ ) neste subintervalo:

$$S_v(k_1) = S_w(k_1) = \frac{4}{3} S_u(k_1) \quad (7)$$

Baseando-se na hipótese de Taylor, e escrevendo o número de onda em função do comprimento de onda ( $\lambda$ ), é possível representar o espectro de variância em termos de frequência ( $f$ ), a partir da seguinte igualdade:

$$k = \frac{1}{\lambda} = \frac{f}{U} \quad (8)$$

ou seja, a quantidade de variância entre o intervalo de número de onda  $k$  e  $(k + dk)$  será igual à quantidade de variância entre o intervalo de frequência  $f$  e  $(f + df)$ . Como a variância deve se conservar com a mudança de variável é válida a seguinte expressão (Kaimal e Finnigan, 1994):

$$kS_u(k) = fS_u(f) \quad (9)$$

onde  $S_u(f)$  é a densidade espectral da velocidade do vento por unidade de frequência. Assim, as relações associadas ao número de onda mostradas anteriormente poderão ser expressas agora no domínio da frequência.

#### 4. Espectros turbulentos na CLS

Os espectros turbulentos na CLS costumam ser estudados a partir da Teoria da Similaridade de Monin-Obukhov e para isso devem ser realizadas as devidas adimensionalizações (Lamesa et al., 2000). Vários parâmetros e estatísticas atmosféricas quando são normalizadas pelas escalas características apropriadas, tais como  $u_*$  (velocidade dinâmica ou escala característica de velocidade na CLS) e  $T_*$  (escala característica de temperatura na CLS) tornam-se funções universais do parâmetro de estabilidade ( $\zeta = z/L$ , onde  $L$  é o comprimento de Obukhov e  $z$  é a altura vertical) exemplos disso são (Kaimal e Finnigan, 1994):

$$\phi_H(\zeta) = (k_a z / T_*) (\partial \bar{\theta}_v / \partial z) \quad (10)$$

$$\phi_\varepsilon(\zeta) = k_a z \varepsilon / u_*^3 \quad (11)$$

onde  $k_a$  é a constante de von Karman e  $\bar{\theta}_v$  é a temperatura virtual média,  $\phi_\varepsilon$  é a função adimensional que está associada à taxa de dissipação de ECT, enquanto que  $\phi_H$  está relacionada com a estratificação térmica. As funções  $\phi$  são obtidas empiricamente a partir de experimentos de campo.

Empregando-se a escala de frequência adimensional,  $n = fz/U$  e a taxa de dissipação adimensional ( $\phi_\varepsilon$ ) dada em (11), o espectro adimensional da componente de velocidade zonal  $u$  pode ser escrita como:

$$\frac{fS_u(f)}{u_*^2} = \frac{\alpha_1}{(2\pi k_a)^{2/3}} \phi_\varepsilon^{2/3} n^{-2/3} \quad (12)$$

Segundo Kaimal e Finnigan (1994), tomando a constante de Kolmogorov  $\alpha_1 = 0.55$  e a constante de von Karman  $k_a = 0.4$ , o espectro de  $u$  assume a seguinte forma:

$$\frac{fS_u(f)}{u_*^2\phi_\varepsilon^{2/3}} = 0.3 n^{-2/3} \quad (13)$$

Considerando a relação apresentada em (7) os espectros para  $v$  e  $w$ , podem ser dados pelas seguintes expressões:

$$\frac{fS_v(f)}{u_*^2\phi_\varepsilon^{2/3}} = 0.4 n^{-2/3} \quad (14)$$

$$\frac{fS_w(f)}{u_*^2\phi_\varepsilon^{2/3}} = 0.4 n^{-2/3} \quad (15)$$

Wyngaard and Coté (1972) propõem para as densidades coespectrais de  $uw$  ( $Co_{uw}$ ) e  $wT$  ( $Co_{wT}$ ) subintervalos inerciais decaindo como  $f^{-7/3}$ . As considerações estudadas anteriormente são válidas também para a obtenção dos coespectro, e dessa forma pode-se escrever as seguintes expressões para estas densidades:

$$\frac{fCo_{uw}(f)}{u_*^2} \propto G(\xi)n^{-4/3} \quad (11)$$

$$\frac{fCo_{wT}(f)}{u_*T_*} \propto H(\xi)n^{-4/3} \quad (12)$$

sendo  $G(\xi)$  e  $H(\xi)$  funções de  $\xi$ , determinadas empiricamente. Numa escala log-log, quando os espectros e coespectros amostrados são plotados, eles decaem no subintervalo inercial como uma linha reta com inclinação  $-2/3$  e  $-4/3$  respectivamente.

## 5. Estimativas espectrais

Nas estimativas espectrais a partir de séries temporais de dados amostrados discretamente, costuma-se empregar a forma discretizada da Transformada de Fourier (TF), a qual permite a partir da obtenção de seus coeficientes  $[F_A(\tilde{n})]$  apresentar o sinal turbulento  $A(k)$  com  $N$  pontos amostrados, no domínio da frequência (Stull, 1988):

$$F_A(\tilde{n}) = \sum_{k=0}^{N-1} \frac{A(k)}{N} e^{-i(\frac{2\pi\tilde{n}k}{N})} \quad (16)$$

onde  $\tilde{n}$  corresponde a frequência em oscilações por período total de amostragem. Uma vez obtidos os coeficientes de Fourier para todas as frequências ( $\tilde{n} = 0;1;\dots;N-1$ ) serão calculados

os valores quadráticos das suas normas,  $|F_A(\tilde{n})|^2$ , e empregados no cálculo da densidade espectral (17), isto é possível pois a soma destes valores para todas as frequências resulta na variância total ( $\sigma_A^2$ ) da série temporal original (Stull, 1988) :

$$S_A(\tilde{n}) = 2 \frac{|F_A(\tilde{n})_{\tilde{n} < N/2}|^2}{\Delta\tilde{n}} \quad (17)$$

Serão considerados somente aqueles coeficientes associados as frequências  $\tilde{n} < N/2$ , pois ondas de frequência superiores a  $N/2$  não podem ser resolvidas. Além disso os coeficientes associados as frequências  $\tilde{n} > N/2$ , são os complexos conjugados dos primeiros e não fornecem informações físicas adicionais. Se (17) for escrita em função da frequência ( $f$ ), que expressa o número de oscilações por segundo (Hz), a densidade espectral toma a seguinte forma:

$$S_A(f) = 2 \frac{|F_A(f)_{f < N/2T}|^2}{\Delta f} \quad (18)$$

Seguindo o mesmo raciocínio para a obtenção do espectro de uma variável A, é possível obter o espectro de uma série temporal composta, para isso define-se o espectro cruzado entre duas variáveis A e B como (Stull, 1988):

$$F_A^* F_B = [Re(F_A)Re(F_B) + Im(F_A)Im(F_B)] + i[Re(F_A)Im(F_B) - Im(F_A)Re(F_B)] \quad (20)$$

onde  $F_A^*$  é o complexo conjugado de  $F_A$ , e  $F_B$  é o coeficiente associado à variável B,  $Re$  e  $Im$  representam respetivamente a parte real e imaginária dos coeficientes.

A expressão (20) é um número complexo, no qual a parte real e imaginária definem o coespectro e o espectro de quadratura entre as variáveis A e B respetivamente. Segundo Stull (1988) a somatória das amplitudes coespectrais em todo o domínio de frequências resulta na covariância entre as variáveis A e B:

$$\sum_{\tilde{n}=1}^{N-1} [Re(F_A)Re(F_B) + Im(F_A)Im(F_B)]_{\tilde{n} < N/2} = \overline{A^T B^T} \quad (21)$$

Desta forma o cálculo da densidade coespectral estará definido pelo coespectro, o qual analogamente ao procedimento realizado para o cálculo do espectro será determinado somente a partir dos coeficientes de Fourier associados a frequências  $\tilde{n} < N/2$ . Assim a densidade coespectral  $Co_{AB}$  em função da frequência ( $f$ ) pode ser dada por:

$$Co_{AB}(f) = 2 \frac{[Re(F_A)Re(F_B) + Im(F_A)Im(F_B)]_{f < N/2T}}{\Delta f} \quad (22)$$

As expressões apresentadas anteriormente foram utilizadas diretamente pelo Software EddyPro, o qual empregou uma rotina de Transformada Rápida de Fourier (FFT) na obtenção dos coeficientes de Fourier, para cada período de amostragem de 30 minutos. A frequência de amostragem é de 10 Hz, ou seja, que tem-se um conjunto de 18.000 dados que fornecem densidades (co)espectrais especificadas para 9000 frequências, distribuídas de forma linear entre a menor frequência, 1/(30 minutos) e a frequência máxima, 10/ 2 Hz (frequência de Nyquist).

EddyPro também fornece as densidades (co)espectrais suavizadas. O processo de suavização consiste em dividir o total de frequências em um número especificado de blocos de frequências espaçadas exponencialmente e calcular a média entre os (co)espectros que encontram-se dentro de cada bloco. Para o caso de estudo o total de frequência foi dividido em 50 blocos. O espaçamento exponencial entre os blocos de frequência garante a diminuição do ruído que costuma aparecer na região das médias e altas frequências (LI-COR, Inc, 2010).

## 6. Resultados preliminares

O parâmetro de estabilidade ( $\zeta = z/L$ , onde  $z$  é a altura acima da superfície e  $L$  o comprimento de Obukhov) foi calculado pelo EddyPro para períodos consecutivos de 30 minutos começando as 0000 horas (horário local) até completar 24 horas. Neste trabalho foi considerado o critério de estabilidade proposto por Höögström (1990), o qual definiu a região perto da neutralidade no intervalo  $-0.1 \leq \zeta \leq 0.1$ . Quando o valor de  $\zeta$  for maior que 0.1 ( $\zeta > 0.1$ ) considera-se uma atmosfera sob condições estáveis e condições instáveis no caso de  $\zeta < -0.1$ . Durante o período analisado nota-se que a maior parte dos dados amostrados encontram-se dentro do intervalo  $-0.1 \leq \zeta \leq 0.1$ , indicando um predomínio de condições perto da neutralidade.

Para as análises (co)espectrais foram utilizadas um total de 37 séries temporais, ou seja, 37 intervalos de 30 minutos, os quais estão distribuídos em todo o período de estudo e abrangem os distintos tipos de estabilidade atmosférica. No entanto a maioria das séries encontram-se sob condições próximas do neutro como foi comentado anteriormente.

## 6.1 Análises dos espectros de Fourier

Uma vez estimados e suavizados os espectros turbulentos das componentes da velocidade do vento segundo os procedimentos descritos na seção 5, foi preciso encontrar uma função analítica para representá-los e desta forma facilitar a descrição de seus comportamentos no intervalo de frequência. Diversos autores (Kaimal et al., 1972; Sorbjan, 1989; Panofsky e Dutton, 1984) têm utilizado as seguintes expressões para este fim:

$$\frac{f S(f)}{u_*^2} = \frac{A n}{1 + B n^{5/3}} \quad 23$$

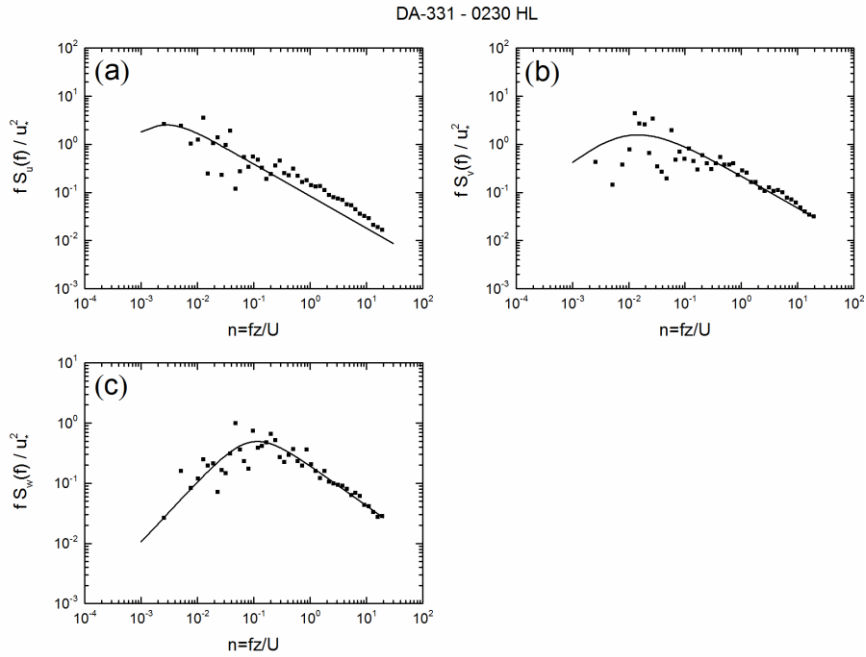
$$\frac{f S(f)}{u_*^2} = \frac{A n}{(1 + B n)^{5/3}} \quad 24$$

Onde A e B são constantes que influenciam só a posição do espectro e não a sua forma. Ambas as expressões são consistentes com a lei da potencia dos  $-5/3$  de Kolmogorov para o subintervalo inercial.

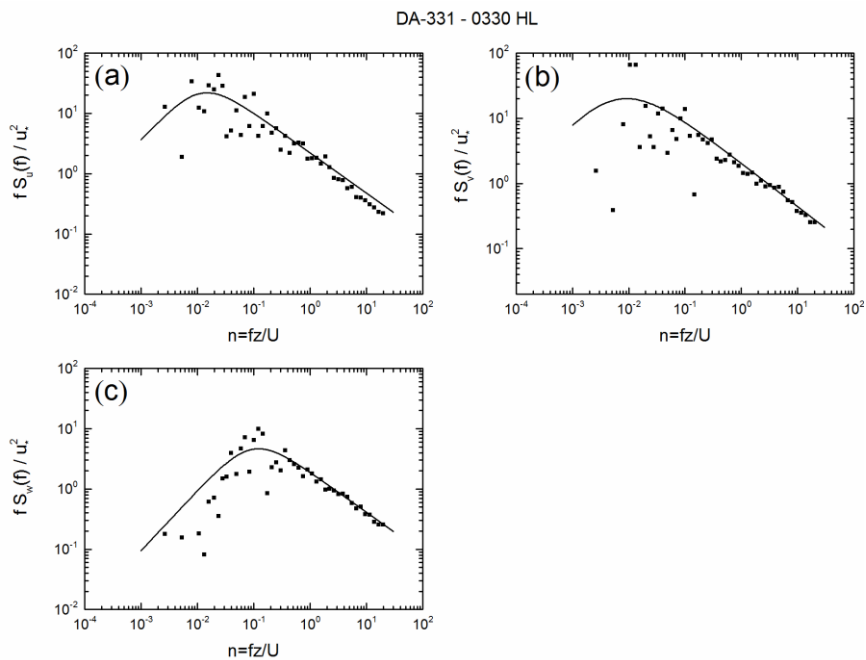
Nas Figuras 4 e 5 são apresentadas as densidades espectrais suavizadas das componentes da velocidade do vento ( $u, v, w$ ). Os melhores ajustes das expressões (23) e (24) a estes espectros turbulentos são expostos nos gráficos (curva contínua) destas figuras e foram obtidos através de uma rotina de otimização do software Matlab.

Em geral a expressão (23) mostrou melhores ajustes para os espectros de ( $u, w$ ), enquanto (24) ofereceu melhor ajuste ao espectro de  $v$ . As séries turbulentas mostradas nas Figuras 4 e 5 foram escolhidas aleatoriamente, sendo que qualquer das 37 séries aqui estudadas poderiam estar nessas figuras.

Como pode ser observado na Figura 4 e 5, para a maioria das séries apresentadas, as densidades espectrais estimadas conseguiram se aproximar as curvas ajustadas principalmente no intervalo das altas frequências. Isto permite afirmar que no subintervalo inercial os espectros turbulentos das componentes da velocidade do vento seguem a lei da potência dos  $-5/3$  de Kolmogorov, indicando o caráter isotrópico da turbulência nessa região do espectro. Além disso similar aos resultados obtidos por Cava et al. (2000) para a região Antártica, não foi observada nenhuma dependência significativa do comportamento dos espectros turbulentos com respeito à estabilidade atmosférica.



**Figura 4.** Densidades espectrais de (a)  $u$ , (b)  $v$ , (c)  $w$ , normalizadas por  $u_*^2$ . As curvas contínuas representam o melhor ajuste à densidade espectral estimada (pontos). São especificados o Dia do ano (DA) e o horário. A escala aplicada em ambos os eixos é log-log. O gráfico corresponde à uma série com estabilidade próxima da neutralidade ( $\zeta = 0.01$ ).



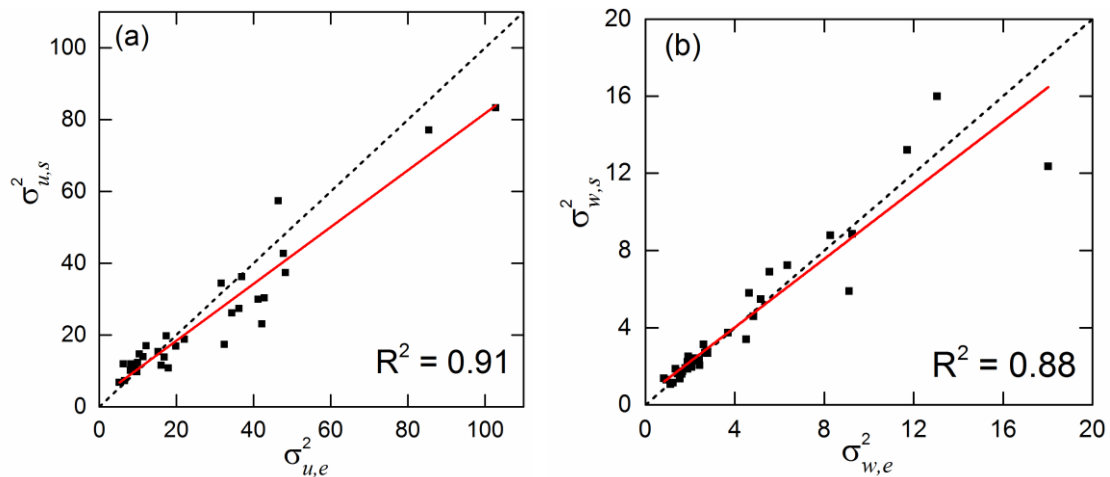
**Figura 5.** Densidades espectrais de (a)  $u$ , (b)  $v$ , (c)  $w$ , normalizadas por  $u_*^2$ . As curvas contínuas representam o melhor ajuste à densidade espectral estimada (pontos). São especificados o Dia do ano (DA) e o horário. A escala aplicada em ambos os eixos é log-log. O gráfico corresponde à série 31 da Tabela 1 com estabilidade próxima da neutralidade ( $\zeta = 0.04$ ).



## 6.2 Variâncias das séries turbulentas

Na seção 5 foi discutido como as variâncias totais das séries estudadas devem corresponder-se com o resultado da integração dos espectros turbulentos em todo o domínio de frequência. Desta forma uma vez ajustados os espectros turbulentos às curvas do tipo (23) e (24) supõe-se que a integração destas expressões forneça as variâncias das séries estudadas.

Após observado o bom ajuste das funções (23) e (24) aos espectros turbulentos (Figuras 4 e 5) espera-se uma boa concordância entre as variâncias calculadas a partir das integrações das curvas ajustadas aos espectros e as obtidas diretamente das séries temporais. A Figura 6 mostra como para ambas as componentes as correlações foram ótimas, correspondendo-se com coeficientes de determinação ( $R^2$ ) de 0.91 e 0.88 para o caso da componente zonal e vertical respectivamente.



**Figura 6.** Relações de dispersão entre as variâncias obtidas diretamente das séries temporais ( $\sigma_{u,s}^2$  e  $\sigma_{w,s}^2$ ) e as estimadas mediante a integração dos espectros turbulentos ( $\sigma_{u,e}^2$ ,  $\sigma_{w,e}^2$ ). Em (a) mostrasse esta relação para as variâncias da componente zonal da velocidade do vento (u) e em (b) para as variâncias da componente vertical (w).

## 6.3 Estimativa da taxa de dissipação e energia cinética turbulenta

Uma vez estudado o comportamento dos espectros turbulentos no subintervalo inercial, foi possível avaliar a validade da expressão (6) para esta região do espectro, onde efetivamente cumpre-se a Lei da potência de Kolmogorov. Uma vez avaliada (6) é possível calcular a taxa de dissipação molecular de energia cinética turbulenta ( $\epsilon$ ) com base nas propriedades dos espectros turbulentos das componentes da velocidade do vento no subintervalo inercial. Assim isolando ( $\epsilon$ ) das expressões (13) e (15) pode-se escrever para os espectros da componente zonal e vertical do vento escrever respectivamente:

$$\varepsilon_u = \frac{u_*^3 n}{0.16 k_a z} \left( \frac{f S_u}{u_*^2} \right)^{3/2} \quad (25)$$

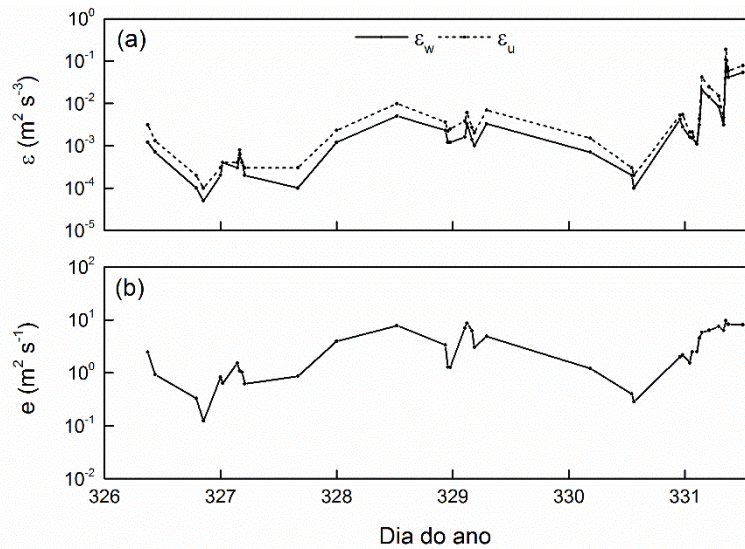
$$\varepsilon_w = \frac{u_*^3 n}{0.25 k_a z} \left( \frac{f S_w}{u_*^2} \right)^{3/2} \quad (26)$$

Os valores das densidades espectrais  $S_u$  e  $S_w$  empregados em (25) e (26), serão somente aqueles correspondentes ao intervalo das altas frequências.

Adicionalmente foi estimada a energia cinética turbulenta ( $e$ ) associada a cada uma das séries turbulentas estudadas empregando a seguinte expressão:

$$e = \frac{1}{2} (\sigma_u^2 + \sigma_v^2 + \sigma_w^2) \quad (27)$$

Onde  $\sigma_u^2$ ,  $\sigma_v^2$  e  $\sigma_w^2$  são as variâncias de  $u$ ,  $v$  e  $w$  respectivamente, e foram obtidas diretamente das séries temporais. A energia cinética turbulenta (ECT) e os respectivos valores das taxas de dissipação molecular de ECT são apresentados na Figura 7.



**Figura 7.** Estimativas (a) das taxas de dissipação molecular de ECT e (b) da ECT para as 37 séries temporais estudadas. Em (a)  $\varepsilon_u$  e  $\varepsilon_w$  são as taxas de dissipação calculadas a partir das expressões (3.7) e (3.8) respectivamente.

Assim como obteve Louis et al. (1983) e argumentou Stull (1988), pode ser observado na Figura 7 a grande relação entre a taxa de dissipação molecular da ECT e a própria ECT. O padrão entre ambas as variáveis é claramente visível, uma diminuição ou aumento da taxa de dissipação sempre está associado com uma respectiva diminuição ou aumento da ECT.

## 6.4 Estimativas coespectrais

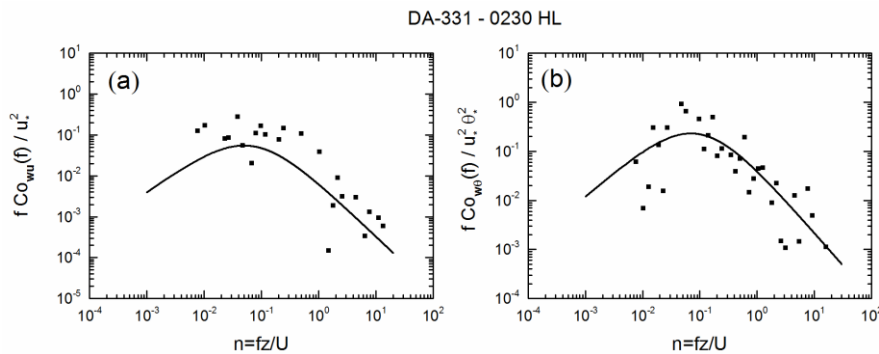
Analogamente ao procedimento realizado para os espectros, após obtidas as densidades coespectrais suavizadas entre as componentes vertical e zonal da velocidade do vento ( $Co_{wu}$ ) e entre a componente vertical da velocidade do vento e a temperatura potencial ( $Co_{w\theta}$ ), foram ajustadas a funções analíticas similares as expressões (23) e (24), estas funções permitiram assim como no caso dos espectros, descrever o comportamento dos coespectros no intervalo de frequência. As expressões usadas foram:

$$\frac{f Co(f)}{\beta_*} = \frac{A n}{1 + B n^{7/3}} \quad 25$$

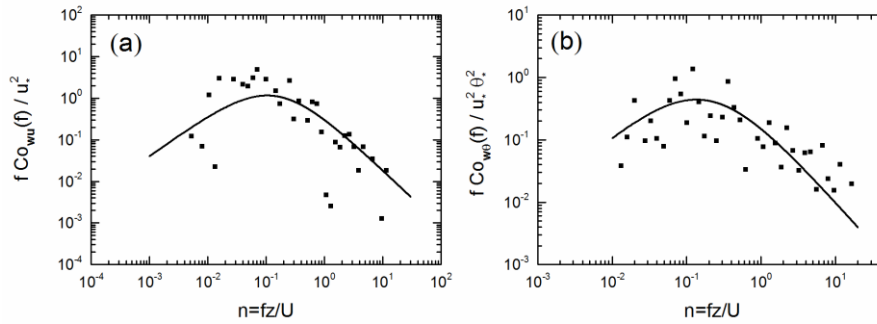
$$\frac{f Co(f)}{\beta_*} = \frac{A n}{(1 + B n)^{7/3}} \quad 26$$

onde A e B são constantes que de igual forma que com os espectros não influenciam a forma do coespectro mas apenas a sua posição, e  $\beta_* = u_*^2$  para o coespectro de  $wu$  e  $\beta_* = u_* \theta_*$  para o coespectro de  $w\theta$ . Ambas as expressões são consistentes com o proposto por Wyngaard e Coté (1972) indicando um decaimento com  $-7/3$  do coespectro no subintervalo inercial.

Em geral todos os coespectros foram ajustados por expressões do tipo (26). Nas Figuras 8 e 9 são apresentados as densidades coespectrais suavizadas ( $Co_{wu}$  e  $Co_{w\theta}$ ) e as curvas contínuas nos gráficos representam o melhor ajuste obtido correspondente com (26). As séries temporais apresentadas nestas figuras, coincidem com as escolhidas no item anterior para o estudo dos espectros.



**Figura 8.** Densidades coespectrais de (a)  $wu$  e (b)  $w\theta$ , normalizadas por  $u_*^2$  e  $u_* \theta_*$  respectivamente. As curvas contínuas representam o melhor ajuste à densidade coespectral estimada (pontos). São especificados o Dia do ano (DA) e o horário. A escala aplicada em ambos os eixos é log-log. O gráfico corresponde à uma série com estabilidade próxima da neutralidade ( $\zeta = 0.01$ ).

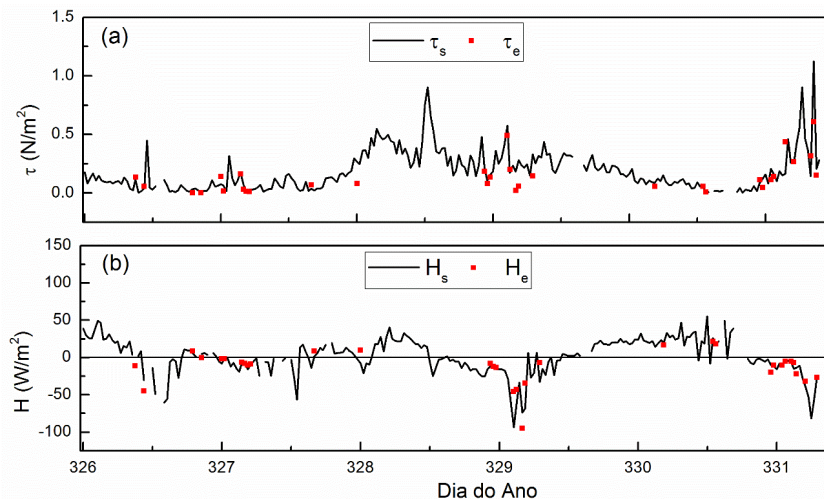


**Figura 9.** Densidades coespectrais de (a)  $wu$  e (b)  $w\theta$ , normalizadas por  $u_*^2$  e  $u_* \theta_*$  respectivamente. As curvas contínuas representam o melhor ajuste à densidade coespectral estimada (pontos). São especificados o Dia do ano (DA) e o horário. A escala aplicada em ambos os eixos é log-log. O gráfico corresponde à uma série com estabilidade próxima da neutralidade ( $\zeta = 0.04$ ).

Ao se observar as densidades coespectrais apresentadas na Figura 7 e suas respectivas curvas de ajuste, notam-se maiores incertezas que as encontradas na Figura 3 para os espectros turbulentos, o que pode ser explicado pelo fato das variáveis aqui analisadas terem geralmente uma correlação muito pequena (Kaimal et al., 1972). Isto faz com que as estimativas dos coespectros sejam mais complexas em relação ao dos espectros. Kaimal et al. (1972) também atribui as incertezas presentes nos coespectros a uma maior sensibilidade por parte destes à erros instrumentais.

Porém no intervalo das altas frequências as curvas teóricas forneceram uma melhor representação do coespectro estimado. Isto permitiu avaliar o decaimento dos coespectros com a potência  $-7/3$  ( $-4/3$  para o coespectro logarítmico) na região do subintervalo inercial, encontrando assim que ambos os coespectros se comportaram na sua maioria satisfatoriamente neste intervalo. Na região das baixas frequências assim como no caso dos espectros os problemas com o ajuste das curvas são maiores em comparação com a alta frequência. É preciso dizer que os coespectros de  $wu$  apresentaram maiores dificuldades na sua estimativa, e maiores incertezas nos ajustes, comparativamente com os coespectros de  $w\theta$ .

Segundo foi descrito na seção --, a integração da função densidade coespectral no domínio de frequência resulta na covariância entre duas séries turbulentas. Assim dependendo das séries estudadas, estas covariâncias permitem estimar os fluxos turbulentos de calor sensível ( $\propto \overline{w'\theta'}$ ) e momento ( $\propto \overline{w'u'}$ ) para o período considerado. Os fluxos estimados são comparados na Figura 10 com os fluxos turbulentos obtidos cada 30 minutos diretamente das séries temporais pelo método da covariância.



**Figura 10.** Estimativas dos (a) fluxos turbulentos de momento e (b) calor sensível obtidas a partir da integração dos coespectros (pontos vermelhos), a linha preta contínua indica os fluxos turbulentos obtidos diretamente das séries temporais pelo método da covariância.

Segundo o resultado obtido e apresentado na Figura 8, os métodos aqui comparados para a estimativa dos fluxos turbulentos encontraram-se bem próximos, o que significa que para a maioria dos casos, os fluxos verticais turbulentos de calor sensível e momento estimados a partir das integrações dos coespectros, resultaram ter um comportamento satisfatório em relação aos fluxos obtidos diretamente das séries temporais pelo método da covariância.

## 7. Discussão

Na presente pesquisa empregou-se análise espectral como principal ferramenta para avaliar o comportamento da turbulência da CLS na região da Estação Antártica Brasileira Comandante Ferraz. Foram utilizados dados observacionais coletados durante o Projeto ETA (Estudo da Turbulência na Antártica) no mês de novembro de 2014, estes dados foram medidos numa altura de 11.74 m com uma frequência de amostragem de 10 Hz. Para as estimativas (co)espectrais foram utilizados períodos de 30 minutos para diferentes tipos de estratificação atmosférica (estável, instável e neutro).

Os espectros turbulentos das componentes da velocidade do vento ( $u$ ,  $v$  e  $w$ ) apresentaram-se em acordo com a Lei de Kolmogorov no subintervalo inercial com um decaimento de  $-5/3$  nas altas frequências, o que ressalta o caráter isotrópico da turbulência nessa região do espectro. As incertezas nas estimativas espectrais foram mais frequentes na região das baixas frequências principalmente para os espectros turbulentos das componentes da velocidade do vento  $u$  e  $v$ .

Concordando com o encontrado na literatura, a taxa de dissipação molecular da ECT resultou estar grandemente relacionada com o comportamento da própria ECT no período de estudo, uma diminuição ou aumento da taxa de dissipação sempre esteve associado com uma respectiva diminuição ou aumento da ECT. A ordem de grandeza dos valores das taxas de dissipação molecular oscilaram em geral entre  $10^{-3}$  e  $10^{-4}$ .

Assim como para os espectros as estimativas das densidades coespectrais de  $wu$  e  $w\theta$  na região das altas frequências, resultaram se corresponder com o proposto na literatura mostrando em geral um rápido decaimento com a potencia  $-7/3$  no subintervalo inercial. As maiores incertezas foram detectadas na baixa frequência principalmente para o coespectro entre a velocidade vertical  $w$  e a velocidade zonal do vento  $u$ .

A partir da integração dos coespectros turbulentos de  $wu$  e  $w\theta$  no intervalo de frequência foram estimados os fluxos verticais turbulentos de calor sensível e momento respectivamente.

Os valores dos fluxos verticais de calor sensível e momento obtidos a partir da integração dos coespectros turbulentos, resultaram estar em boa concordância com aqueles valores de fluxos obtidos cada 30 minutos diretamente das séries temporais pelo método da covariância.

## 8. Atividades futuras

- a) Calcular as escalas integrais de tempo e comprimento.
- b) Preparação para a apresentação do trabalho no Congresso Meteorológico Brasileiro.
- c) Escrever artigo.

## 9. Referências bibliográficas

- Alves, M.A.A., 2016:** Investigation of the energy balance and momentum flux in the atmospheric surface layer in a non-glaciated coastal area at Ferraz Station, Antarctic region. Dissertação (mestrado) Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas, Departamento de Ciências Atmosféricas, Universidade de São Paulo, São Paulo, 43 pp.
- M. Alves e J. Soares 2016:** Diurnal Variation of Soil Heat Flux at an Antarctic Local Area during Warmer Months. *Hindawi Publishing Corporation. Applied and Environmental Soil Science*. Vol 2016, Article ID 1769203, 9 pp.
- Arya, S.P.S., 1988:** Introduction to Micrometeorology. Academic Press. 307 p.
- Bintanja R. 1995:** The local surface energy balance of the Ecology Glacier, King George Island, Antarctica: measurements and modelling. *Antarct Sci* 7: 315–325.
- Braun, M., Saurer, H., Vogt, S., Simões, J, Gobmann, H., 2001:** The influence of large-scale atmospheric circulation on surface energy balance on the ice cap of King George Island. *International Journal of Climatology*.
- Burba, G., McDermitt DK., Anderson, DJ., Furtaw, MD., Eckles, RD., 2010:** Novel design of an enclosed CO<sub>2</sub>/H<sub>2</sub>O gas analyzer for eddy covariance flux measurements. *Tellus B*, 62, 743–748.
- Businger, J.A., Wyngaard, J.C., Izumi, Y., Bradley, E.F., 1971:** Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.*, **28**, 181–189.

- Cava, D., Giostra, U., Tagliuzucca, M., 2001:** Spectral maxima in a perturbed stable boundary layer, *Bound.-Layer Meteor.*, **100**, 421–437.
- Eiger, S., 1989:** Modelos de Escoamentos Turbulentos. In: SILVA RCV (Ed.). Métodos Numéricos em Recursos Hídricos. Coleção da ABRH, Associação Brasileira de Recursos Hídricos, v. 1, Cap. 2, p. 84–155.
- Ferron, F., Simões, J.C., Aquino, F.E., Setzer, A.W., 2004:** Air temperature time series for King George Island, Antarctica, Pesquisa Antártica Brasileira.
- Foken, T., 2006:** 50 Years of the Monin-Obukhov Similarity Theory, *Boundary-Layer Meteorology*, **119**, 431–444, 2006.
- Foken, T., Aubinet M., Leuning R., 2012:** The eddy covariance method. In: *Eddy Covariance: A practical Guide to Measurements and Data Analysis* (eds. M. Aubinet, M. Vesala, T. Papale). Springer Atmospheric Sciences, Netherlands, pp. 1-19. DOI: 10.1007/978-94-007-2351-1.
- Högström, U., 1990:** Analysis of Turbulence Structure in the Surface Layer with a Modified Similarity Formulation for Near Neutral Conditions, *J. Atmos. Sci.* **17**, 1949–1972.
- Ibrom, A., Dellwik, E., Larsen, S.E., Pilegaard, K., 2007:** On the use of the Webb-Pearman-Leuning theory for closed-path eddy correlation measurements. *Tellus* **59**, 937-946.
- Jones, D. A., e I. Simmonds, 1993:** A climatology of Southern Hemisphere extratropical cyclones. *Climate Dyn.*, **9**, 131–145
- Kaimal, J.C., Fennigan, J.J., 1994:** Atmospheric boundary layer flows. Oxford University Press, New York.
- Kaimal, J. C., J. C. Wyngaard, Y. Izumi, and O. R. Cote, 1972:** Spectral characteristics of surface layer turbulence. *Q. J. R. Meteor. Soc.*, **98**, 563-589.
- Kaimal, J. C.; Businger, J. A., 1970:** Case studies of a convective plume and a dust devil. *J. Appl. Meteor.*, v. **9**, 612-620.
- Kejna M., A. Arazny, I. Sobota 2013:** Climatic change on King George Island in the years 1948-2011. *Polish Polar Research* **34**, pp. 213–235. DOI: 10.2478/popore–2013–0004.
- Kolmogorov, A.N., 1941:** Local structure of turbulence in an incompressible fluid at very high Reynolds numbers. *Dokl. Accad. Nauk. URSS*, **30**:299-303
- Kundu, Pk., Cohen, Im., 2002:** Fluid Mechanics. Academic Press Inc., 2 ed., 730 p.
- Lamesa, J.E., Soares, J., 2000:** Estudo espectral da Camada limite Superficial quase-neutra utilizando filtragem no domínio de ondas ortogonais. In: XI Congresso Brasileiro de Meteorologia, 2000, Rio de Janeiro. Anais do XI Congresso Brasileiro de Meteorologia, em CD. 2388 – 2393.
- LI-COR, Inc. 2010:** LI-7200 CO<sub>2</sub>/H<sub>2</sub>O Instruction Manual. LI-COR Inc., Lincoln, NE.
- Louis, J. F., Weill, A., Vidal-Madjar, D., 1983:** Dissipation Length in Stable Layers. *Boundary-Layer Meteorology* **25**, 229-243
- Lumley, J. L. 1965:** Interpretation of Time Spectra Measured in High Intensity Shear Flows, *Phys. Fluids* **8**, 1056-1062.
- McPhee MG 2008:** Air–ice–ocean interaction: turbulent boundary layer exchange processes. Springer, Berlin.
- Mestayer, P. G., Gibson, C. H., Coantic, M. F., and Patel, S. 1976:** ‘Local Anisotropy in Heated and Cooled Turbulent Boundary Layers’, *Phys. Fluids* **19**, 1279–1287
- Moncrieff, J.B., Massheder, J.M., DeBriun, H., Elbers, J., Friborg, T., Heusinkveld, B., Kabat, P., Scott, S., Sogaard, 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.
- Moncrieff, J., Clement, R., Finnigan, J., Meyers, T., 2004.** Averaging, detrending and filtering of eddy covariance time series, in Lee, X., Massman, W. and Law, B. (eds.), *Handbook of Micrometeorology: a guide for surface flux measurement and analysis*. Kluwer, Dordrecht, 7-31.
- Moore,
- Monin A. S. e Obukhov A. M. 1954:** Basic laws of turbulent mixing in the atmosphere near the ground. *Tr. Akad. Nauk. SSSR Geophys. Inst.* **24**: 151, 1963-1987.
- Monin, A. S., Yaglom, A. M. 1971:** *Statistical Fluid Mechanics, Mechanics of Turbulence*, MIT Press, Cambridge.
- Moura R.B. 2009:** Estudo taxonômico dos Holothuroidea (Echinodermata) das Ilhas Shetland do Sul e do Estreito de Bransfield, Antártica. Dissertação de mestrado, Museu Nacional, Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 111 pp.



- Nakai, T. and Shimoyama, K 2012:** Ultrasonic anemometer angle of attack errors under turbulent conditions, *Agr. Forest Meteorol*, 18: 162–163.
- Oke, T.R. 1988:** *Boundary layer climates*. London, Routledge Press.
- Panofsky HA, Dutton JA. 1984:** *Atmospheric Turbulence: Models and Methods for Engineering Applications*. John Wiley & Sons: New York; 397.
- Park S-J, Choi T-J, and Kim S-J, 2013:** Heat Flux Variations over Sea Ice Observed at the Coastal Area of the Sejong Station, Antarctica. *Asia-Pacific J. Atmos. Sci.*, 49, 4, 443-450.
- Peltier, L. J., Wyngaard, J. C., Khanna, and Brasseur, J. G.: 1996:** Spectra in the Unstable Surface Layer, *J. Atmos. Sci.* 53, 49–61.
- Rachlewicz G. 1997.** Mid-winter thawing in the vicinity of Arctowski Station, King George Island. *Polish Polar Research* 18: 15–24.
- Rakusa-Suszczewski, S.; Mietus, M.; Piasecki, J. (1993)** Weather and climate. In: RAKUSA-SUSZCZEWSKI, S. (ed.) *The maritime antarctic coastal ecosystem of Admiralty Bay*. Polish Academy of Sciences, p.19-25.
- Szafrański Z. e Lipski M. 1982:** Characteristics of water temperature and salinity at Admiralty Bay (King George Island, South Shetland Islands, Antarctic) during the austral summer 1978/79. — *Pol. Polar Res.*, 3 (1-2): 7-24.
- Sorbjan Z., 1986:** On similarity in the atmospheric boundary layer. *Boundary Layer Meteorology* 34, 377-397.
- Sorbjan, Z., 1989:** *Structure of the Atmospheric Boundary Layer*. London: Prentice-Hall, 317 pp.
- Sorbjan, Z., 2006:** Local structure of turbulence in stably stratified boundary layers. *J. Atmos. Sci.*, v. 63, p. 1526-1537.
- Souza J.F.A., Oliveira L.R., Azevedo J.L.L., Soares I.D., Mata M.M., 2011:** Uma revisão sobre a turbulência e sua modelagem, *Revista Brasileira de Geofísica*, 29, 21-41.
- Stull, R. B. 1998:** *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*. [S.l.]: Kluwer Academic Publishers., 667 p.
- Taylor, G. I.: 1938:** The Spectrum of Turbulence, *Proc. Roy. Soc. London A*164, 476–490.
- Turner, J., S. N. Chenoli, A. abu Samah, G. Marshall, T. Phillips, A. Orr., 2009a:** Strong wind
- Turner J, Bindschadler R, Convey P, di Prisco G, Fahrbach E, Gutt J, Hodgson D, Mayewski P, Summerhayes C., 2009:** Antarctic Climate Change and the Environment, a Contribution to the International Polar Year 2007–2008. SCAR, Cambridge 526 p. *prevents in the Antarctic, J. Geophys. Res.*, 114, D18103, doi:10.1029/2008JD011642.
- Vickers D, Mahrt L 1997:** Quality control and flux sampling problems for tower and aircraft data. *J Atmos Ocean Technol* 14:512–526
- Webb EK, Pearman GI, Leuning R. 1980.** Correction of flux measurements for density effects due to heat and water vapor transfer. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 106:85-100.
- Wills, G. E., Deardorff, J. W., 1976:** On the use of Taylor's Translation Hypothesis for Diffusion in the Mixed Layer. *Q. J. R. Meteor. Soc.* 102, 817-822.
- Wyngaard J.C. 1985:** Structure of the planetary boundary layer and implications for its modeling. *J.Clim. Appl.Meteor.*, 24,1131-1142.
- Wyngaard, J. C. and Clifford, S. F.: 1977:** Taylor's Hypothesis and High-Frequency Turbulence Spectra, *J. Atmos. Sci.* 34, 922–929.
- Wyngaard, J. C. and Coté, O. R.: 1972:** Cospectral Similarity in the Atmospheric Surface Layer, *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* 98, 590–603

## 10. Outras atividades desenvolvidas no período

### 10.1 Disciplinas do programa de mestrado

Até o momento, das disciplinas cursadas e concluídas totalizam em 53 dos 46 créditos requeridos.

Disciplina	Créditos	Conceito	Situação
AGM5729-Tópicos avançados em meteorologia da camada limite atmosférica	10	A	Concluída



AGG5900 Preparação pedagógica	1	A	Concluída
-------------------------------	---	---	-----------