

JESSYCA PETRY DALAZEN

UMA ANÁLISE PRÁTICA DO CÁLCULO DOS FLUXOS DE *MOMENTUM*, CALOR  
SENSÍVEL E CALOR LATENTE NO LAGO DE FURNAS

Curitiba  
2015

JESSYCA PETRY DALAZEN

UMA ANÁLISE PRÁTICA DO CÁLCULO DOS FLUXOS DE *MOMENTUM*, CALOR  
SENSÍVEL E CALOR LATENTE NO LAGO DE FURNAS

Trabalho apresentado como requisito parcial  
à obtenção do grau de Engenheiro Ambiental  
no curso de graduação em Engenharia Ambi-  
ental, Setor de Tecnologia da Universidade  
Federal do Paraná.

Orientador: Nelson Luís da Costa Dias  
/ Departamento de Engenharia Ambiental

Curitiba  
2015



MINISTÉRIO DA EDUCAÇÃO  
UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARANÁ  
SETOR DE TECNOLOGIA  
CURSO DE GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA AMBIENTAL

## TERMO DE APROVAÇÃO DE PROJETO FINAL

JESSYCA PETRY DALAZEN

UMA ANÁLISE PRÁTICA DO CÁLCULO DOS FLUXOS DE *MOMENTUM*, CALOR SENSÍVEL E CALOR LATENTE NO LAGO DE FURNAS

Projeto Final de Curso, aprovado como requisito parcial para a obtenção do Diploma de Bacharel em Engenharia Ambiental no Curso de Graduação em Engenharia Ambiental do Setor de Tecnologia da Universidade Federal do Paraná, com nota 80, pela seguinte banca examinadora:

Orientador(a): Nelson Luis Dias  
Nelson Luis Dias  
Departamento de Engenharia Ambiental - UFPR

Membro(a) 1: Mauricio Felga Gobbi  
Mauricio Felga Gobbi  
Departamento de Engenharia Ambiental - UFPR

Membro(a) 2: Dornelles Vissotto Junior  
Dornelles Vissotto Junior  
Departamento de Engenharia e Tecnologia Florestal - UFPR

Curitiba, 01 de Julho de 2015

## Resumo

Diante da grande preocupação com a disponibilidade de água, torna-se importante ter conhecimento sobre as taxas de evaporação de lagos e reservatórios. Sabendo-se da dificuldade de obter essas informações, este trabalho procurou testar a eficiência de dois métodos de estimativa de evaporação (aqui será calculada como fluxo de calor latente): o método de transferência de massa utilizando as constantes de Penman e a teoria da similaridade de Monin-Obukhov. Também foi testada a eficácia da teoria da similaridade de Monin-Obukhov para estimar a velocidade de atrito e os fluxos de *momentum* e calor sensível. Os dados utilizados foram medidos com o método de covariâncias turbulentas em 2009 no lago de Furnas, em Minas Gerais. A principal conclusão deste trabalho é que a teoria de similaridade de Monin-Obukhov apresenta melhores estimativas do fluxo de calor latente do que o método de transferência de massa.

**Palavras-chave:** evaporação, fluxo de calor latente, Monin-Obukhov.

## Abstract

Currently there is a big concern about the availability of water, which is an indispensable resource for the existence of life in our planet and it is essential in the Brazilian energy scenario. Thus, it is important to study evaporation rates of lakes and reservoirs. Since it is too difficult to have these informations, the purpose of this work is to test the effectiveness of two evaporation estimation methods (in this study the evaporation will be calculated as latent heat flux): the mass transfer method using Penman's constantes and the Monin-Obukhov Similarity Theory. The Monin-Obukhov Similarity Theory was also tested for estimating the friction velocity and the *momentum* and sensible heat fluxes. The used data were measured by means of the eddy covariance method in 2009 at Furnas lake, in Minas Gerais. The main conclusion of this work is that the estimates of latent heat flux calculated by the Monin-Obukhov Similarity Theory were better than the ones calculated by the mass transfer method.

**Key words:** evaporation, latent heat flux, Monin-Obukhov.

# Sumário

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>6</b>
<b>2</b>	<b>Revisão Bibliográfica</b>	<b>8</b>
<b>3</b>	<b>Fundamentação Teórica</b>	<b>13</b>
3.1	A atmosfera terrestre e a camada limite atmosférica . . . . .	13
3.2	A umidade do ar . . . . .	14
3.3	Temperatura virtual . . . . .	16
3.4	Calor específico e calor latente de evaporação . . . . .	16
3.5	Transferência de massa de vapor d'água: uma visão hidrológica . . . . .	17
3.6	Método das covariâncias turbulentas . . . . .	18
3.7	Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov . . . . .	21
3.7.1	Equações de transferência para $\tau$ , $H$ e $LE$ . . . . .	23
3.8	Crítérios estatísticos . . . . .	24
3.8.1	Raiz do erro quadrático médio . . . . .	24
3.8.2	Regressão linear simples e o coeficiente de determinação . . . . .	25
<b>4</b>	<b>Região de estudo e dados utilizados</b>	<b>26</b>
4.1	O reservatório de Furnas . . . . .	26
4.2	Controle de qualidade dos dados . . . . .	28
4.3	Dados utilizados . . . . .	34
<b>5</b>	<b>Resultados e análises</b>	<b>44</b>
5.1	Estimativas obtidas utilizando o método de transferência de massa . . . . .	44
5.2	Estimativas obtidas utilizando a teoria de Monin-Obukhov . . . . .	46
5.2.1	Resultados obtidos utilizando $u_{*,1}$ . . . . .	53
5.2.2	Resultados obtidos utilizando $u_{*,2}$ . . . . .	68
<b>6</b>	<b>Conclusões e recomendações</b>	<b>85</b>

# Lista de Figuras

3.1	Estratificação da atmosfera segundo o perfil de temperatura média absoluta.	14
3.2	Gráfico dos vetores da velocidade média do vento e da tensão de Reynolds.	19
4.1	Localização espacial da bacia do rio Grande. Fonte: IBGE. . . . .	27
4.2	Imagem de satélite do reservatório de Furnas. Fonte: <a href="http://pt.wikipedia.org/wiki/Usina_Hidrel%C3%A9trica_de_Furnas">http://pt.wikipedia.org/wiki/Usina_Hidrel%C3%A9trica_de_Furnas</a> . . . . .	27
4.3	Gráfico da curva da equação 4.1 (utilizando $u_{*,1}$ ) com uma faixa de 50% acima e abaixo da mesma. . . . .	30
4.4	Gráfico da curva da equação 4.1 (utilizando $u_{*,1}$ ) com uma faixa de 50% acima e abaixo da mesma após o filtro. . . . .	30
4.5	Gráfico da curva da equação 4.1 (utilizando $u_{*,1}$ ) com uma faixa de 25% acima e abaixo da mesma. . . . .	31
4.6	Gráfico da curva da equação 4.1 (utilizando $u_{*,1}$ ) com uma faixa de 25% acima e abaixo da mesma após o filtro. . . . .	31
4.7	Gráfico da curva da equação 4.1 (utilizando $u_{*,2}$ ) com uma faixa de 50% acima e abaixo da mesma. . . . .	32
4.8	Gráfico da curva da equação 4.1 (utilizando $u_{*,2}$ ) com uma faixa de 50% acima e abaixo da mesma após o filtro. . . . .	32
4.9	Gráfico da curva da equação 4.1 (utilizando $u_{*,2}$ ) com uma faixa de 25% acima e abaixo da mesma. . . . .	33
4.10	Gráfico da curva da equação 4.1 (utilizando $u_{*,2}$ ) com uma faixa de 25% acima e abaixo da mesma após o filtro. . . . .	33
4.11	Velocidade média do vento em relação ao tempo. . . . .	35
4.12	Temperatura média do ar em relação ao tempo. . . . .	36
4.13	Temperatura média da superfície d'água em relação ao tempo. . . . .	37
4.14	Densidade do vapor d'água em relação ao tempo. . . . .	38
4.15	Pressão atmosférica em relação ao tempo. . . . .	39
4.16	Radiação média líquida incidente no reservatório em relação ao tempo. . . . .	40
4.17	Altura das medições em relação ao nível do lago em relação ao tempo. . . . .	41
4.18	Fluxo de calor sensível em relação ao tempo. . . . .	42
4.19	Fluxo de calor latente em relação ao tempo. . . . .	43

5.1	Comparação entre o fluxo de calor latente estimado pelo método de Transferência de Massa (equação 3.14) e o medido pelo MCT (3.23). . . . .	45
5.2	Gráfico da velocidade de atrito $u_{*,1}$ medida $\times$ a velocidade de atrito $\hat{u}_*$ estimada para condições neutras ( $\zeta = 0$ ) com $z_{0\tau}$ constante. . . . .	53
5.3	Gráfico do fluxo estimado $\hat{\tau}_1$ estimado para condições neutras ( $\zeta = 0$ ) com $z_{0\tau}$ constante $\times$ fluxo $\tau$ medido. . . . .	54
5.4	Gráfico do fluxo estimado $\hat{H}_1$ estimado para condições neutras ( $\zeta = 0$ ) com $z_{0\tau}$ constante $\times$ fluxo $H$ medido. . . . .	55
5.5	Gráfico do fluxo estimado $\hat{LE}_1$ estimado para condições neutras ( $\zeta = 0$ ) com $z_{0\tau}$ constante $\times$ fluxo $LE$ medido. . . . .	56
5.6	Gráfico da velocidade de atrito $u_{*,1}$ medida $\times$ a velocidade de atrito $\hat{u}_*$ estimada para condições neutras ( $\zeta = 0$ ) com $z_{0\tau}$ variando. . . . .	57
5.7	Gráfico do fluxo estimado $\hat{\tau}_1$ estimado para condições neutras ( $\zeta = 0$ ) com $z_{0\tau}$ variando $\times$ fluxo $\tau$ medido. . . . .	58
5.8	Gráfico do fluxo estimado $\hat{H}_1$ estimado para condições neutras ( $\zeta = 0$ ) com $z_{0\tau}$ variando $\times$ fluxo $H$ medido. . . . .	59
5.9	Gráfico do fluxo estimado $\hat{LE}_1$ estimado para condições neutras ( $\zeta = 0$ ) com $z_{0\tau}$ variando $\times$ fluxo $LE$ medido. . . . .	60
5.10	Gráfico da velocidade de atrito $u_{*,1}$ medida $\times$ a velocidade de atrito $\hat{u}_*$ estimada para condições instáveis ( $\zeta < 0$ ) com $z_{0\tau}$ constante. . . . .	61
5.11	Gráfico do fluxo estimado $\hat{\tau}_1$ estimado para condições neutras ( $\zeta \leq 0$ ) com $z_{0\tau}$ constante $\times$ fluxo $\tau$ medido. . . . .	62
5.12	Gráfico do fluxo estimado $\hat{H}_1$ estimado para condições neutras ( $\zeta < 0$ ) com $z_{0\tau}$ constante $\times$ fluxo $H$ medido. . . . .	63
5.13	Gráfico do fluxo estimado $\hat{LE}_1$ estimado para condições neutras ( $\zeta < 0$ ) com $z_{0\tau}$ constante $\times$ fluxo $LE$ medido. . . . .	64
5.14	Gráfico da velocidade de atrito $u_{*,1}$ medida $\times$ a velocidade de atrito $\hat{u}_*$ estimada para condições instáveis ( $\zeta < 0$ ) com $z_{0\tau}$ variando. . . . .	65
5.15	Gráfico do fluxo estimado $\hat{\tau}_1$ estimado para condições neutras ( $\zeta < 0$ ) com $z_{0\tau}$ variando $\times$ fluxo $\tau$ medido. . . . .	66
5.16	Gráfico do fluxo estimado $\hat{H}_1$ estimado para condições neutras ( $\zeta < 0$ ) com $z_{0\tau}$ variando $\times$ fluxo $H$ medido. . . . .	67
5.17	Gráfico do fluxo estimado $\hat{LE}_1$ estimado para condições neutras ( $\zeta < 0$ ) com $z_{0\tau}$ variando $\times$ fluxo $LE$ medido. . . . .	68
5.18	Gráfico da velocidade de atrito $u_{*,2}$ medida $\times$ a velocidade de atrito $\hat{u}_*$ estimada para condições neutras ( $\zeta = 0$ ) com $z_{0\tau}$ constante. . . . .	69
5.19	Gráfico do fluxo estimado $\hat{\tau}_2$ estimado para condições neutras ( $\zeta = 0$ ) com $z_{0\tau}$ constante $\times$ fluxo $\tau$ medido. . . . .	70

5.20	Gráfico do fluxo estimado $\hat{H}_2$ estimado para condições neutras ( $\zeta = 0$ ) com $z_{0\tau}$ constante $\times$ fluxo $H$ medido. . . . .	71
5.21	Gráfico do fluxo estimado $\hat{LE}_2$ estimado para condições neutras ( $\zeta = 0$ ) com $z_{0\tau}$ constante $\times$ fluxo $LE$ medido. . . . .	72
5.22	Gráfico da velocidade de atrito $u_{*,2}$ medida $\times$ a velocidade de atrito $\hat{u}_*$ estimada para condições neutras ( $\zeta = 0$ ) com $z_{0\tau}$ variando. . . . .	73
5.23	Gráfico do fluxo estimado $\hat{\tau}_2$ estimado para condições neutras ( $\zeta = 0$ ) com $z_{0\tau}$ variando $\times$ fluxo $\tau$ medido. . . . .	74
5.24	Gráfico do fluxo estimado $\hat{H}_2$ estimado para condições neutras ( $\zeta = 0$ ) com $z_{0\tau}$ variando $\times$ fluxo $H$ medido. . . . .	75
5.25	Gráfico do fluxo estimado $\hat{LE}_2$ estimado para condições neutras ( $\zeta = 0$ ) com $z_{0\tau}$ variando $\times$ fluxo $LE$ medido. . . . .	76
5.26	Gráfico da velocidade de atrito $u_{*,2}$ medida $\times$ a velocidade de atrito $\hat{u}_*$ estimada para condições instáveis ( $\zeta < 0$ ) com $z_{0\tau}$ constante. . . . .	77
5.27	Gráfico do fluxo estimado $\hat{\tau}_2$ estimado para condições neutras ( $\zeta \leq 0$ ) com $z_{0\tau}$ constante $\times$ fluxo $\tau$ medido. . . . .	78
5.28	Gráfico do fluxo estimado $\hat{H}_2$ estimado para condições neutras ( $\zeta < 0$ ) com $z_{0\tau}$ constante $\times$ fluxo $H$ medido. . . . .	79
5.29	Gráfico do fluxo estimado $\hat{LE}_2$ estimado para condições neutras ( $\zeta < 0$ ) com $z_{0\tau}$ constante $\times$ fluxo $LE$ medido. . . . .	80
5.30	Gráfico da velocidade de atrito $u_{*,2}$ medida $\times$ a velocidade de atrito $\hat{u}_*$ estimada para condições instáveis ( $\zeta < 0$ ) com $z_{0\tau}$ variando. . . . .	81
5.31	Gráfico do fluxo estimado $\hat{\tau}_2$ estimado para condições neutras ( $\zeta < 0$ ) com $z_{0\tau}$ variando $\times$ fluxo $\tau$ medido. . . . .	82
5.32	Gráfico do fluxo estimado $\hat{H}_2$ estimado para condições neutras ( $\zeta < 0$ ) com $z_{0\tau}$ variando $\times$ fluxo $H$ medido. . . . .	83
5.33	Gráfico do fluxo estimado $\hat{LE}_2$ estimado para condições neutras ( $\zeta < 0$ ) com $z_{0\tau}$ variando $\times$ fluxo $LE$ medido. . . . .	84

# Lista de Tabelas

1.1	Recursos hídricos $\times$ população nas regiões brasileiras. Fonte: <a href="http://www.daescs.sp.gov.br/index.asp?dados=ensina&amp;ensi=brasil">http://www.daescs.sp.gov.br/index.asp?dados=ensina&amp;ensi=brasil</a> . . . . .	6
4.1	Lista dos parâmetros medidos. . . . .	34
5.1	Resumo dos somatórios de $REQM(u_*)$ obtidos com $z_{0\tau}$ variável, $u_{*,1}$ e $\zeta = 0$ .	47
5.2	Resumo dos somatórios de $REQM(u_*)$ obtidos com $z_{0\tau}$ constante, $u_{*,1}$ e $\zeta = 0$ . . . . .	48
5.3	Resumo dos somatórios de $REQM(u_*)$ obtidos com $z_{0\tau}$ variável, $u_{*,1}$ e $\zeta < 0$ .	48
5.4	Resumo dos somatórios de $REQM(u_*)$ obtidos com $z_{0\tau}$ constante, $u_{*,1}$ e $\zeta < 0$ . . . . .	49
5.5	Resumo dos somatórios de $REQM(u_*)$ obtidos com $z_{0\tau}$ variável, $u_{*,2}$ e $\zeta = 0$ .	49
5.6	Resumo dos somatórios de $REQM(u_*)$ obtidos com $z_{0\tau}$ constante, $u_{*,2}$ e $\zeta = 0$ . . . . .	50
5.7	Resumo dos somatórios de $REQM(u_*)$ obtidos com $z_{0\tau}$ variável, $u_{*,2}$ e $\zeta < 0$ .	50
5.8	Resumo dos somatórios de $REQM(u_*)$ obtidos com $z_{0\tau}$ constante, $u_{*,2}$ e $\zeta < 0$ . . . . .	51
5.9	Resumo das estimativas de $u_*$ obtidas com $\zeta$ medido. . . . .	51
5.10	Resumo das estimativas de $\tau$ obtidas com $\zeta$ medido. . . . .	52
5.11	Resumo das estimativas de $H$ obtidas com $\zeta$ medido. . . . .	52
5.12	Resumo das estimativas de $LE$ obtidas com $\zeta$ medido. . . . .	52

# Capítulo 1

## Introdução

Levando em conta o atual cenário energético, tanto a nível nacional como a nível mundial, há uma enorme preocupação com a escassez de energia. O Brasil, país que detém uma das maiores reservas hídricas do mundo, possui sua matriz energética dominada por usinas hidrelétricas. Segundo o Balanço Energético Nacional de 2013, 76,9% da matriz energética brasileira é constituída por energia vinda de usinas hidrelétricas (EPE, 2013).

Segundo Dias e Reis (1998), o número de reservatórios aumentou devido à crescente necessidade de se produzir energia, já que a solução mais comumente adotada é a construção dessas usinas. Consequentemente, com o alagamento de grandes áreas devido à construção desses reservatórios, ocorre ao invés da evapotranspiração a evaporação de lagos, a qual geralmente não é medida mas pode ser estimada, e a diferença entre ambas representa a perda “líquida” de massa de água provocada por essas construções.

Um outro cenário crítico a ser considerado é o de escassez de água. Apesar do fato de o Brasil possuir um expressivo volume de água doce armazenado em seus rios, lagos, reservatórios e lençóis, sabe-se que o mesmo não é homogeneamente distribuído ao longo do território brasileiro, como é mostrado na Tabela 1.1.

Tabela 1.1: Recursos hídricos × população nas regiões brasileiras. Fonte: <http://www.daescs.sp.gov.br/index.asp?dados=ensina&ensi=brasil>.

Região	Recursos Hídricos (%)	População (%)
Norte	68,50	6,98
Centro-Oeste	15,70	6,41
Sul	6,50	15,05
Sudeste	6,00	42,65
Nordeste	3,30	28,91
Total	100	100

Analisando a Tabela 1.1, é possível perceber que a região Norte detém o maior percentual dos recursos hídricos e o menor percentual da população brasileira. Já a região Sudeste, onde mais de 40% da população brasileira vive, possui apenas 6% dos recursos hídricos. Além disso, é evidente que as regiões com maiores densidades populacionais são as que possuem grande parte dos seus corpos hídricos poluídos, o que agrava ainda mais o problema.

Assim, tendo em vista que reservatórios são fontes essenciais de água tanto para consumo como para a produção de energia, torna-se imprescindível o estudo hidrológico desses lugares e, mais precisamente para este trabalho, o estudo das perdas por evaporação nesses reservatórios.

A evaporação é o nome dado a um processo físico no qual as moléculas de água, após ter energia cinética suficiente, passam do estado líquido para o estado de vapor. Existem vários fatores que influenciam o processo da evaporação, como por exemplo, a energia radiante que incide sobre a água do reservatório, a temperatura do ar e da água e as características do ar logo acima dessa superfície líquida. Além disso, é necessário ter conhecimento sobre as características físicas do reservatório, como a sua profundidade e área superficial.

Portanto, levando em conta a importância de se ter conhecimento sobre as taxas de evaporação de reservatórios e sabendo-se das dificuldades de obter essas informações, o objetivo deste trabalho é aplicar métodos de estimativas de evaporação ao reservatório de Furnas, em Minas Gerais e, posteriormente, comparar essas estimativas com a evaporação medida nesse reservatório, a fim de testar a eficiência dos métodos.

No Capítulo 2 será feita uma breve revisão bibliográfica dos estudos já realizados na área de estimativas de evaporação em tanques e reservatórios. Já no Capítulo 3 será feita a fundamentação teórica necessária para entender a metodologia utilizada nesse trabalho. Nesse capítulo serão explicados os conceitos de umidade do ar, temperatura virtual e calor específico e latente por exemplo. Também serão explicados o método de transferência de massa e a teoria de similaridade de Monin-Obukhov que serão utilizados para estimar os fluxos no reservatório de Furnas.

No Capítulo 4 será feita uma pequena descrição da região de estudo e dos dados utilizados neste trabalho, bem como o controle de qualidade que foi aplicado nos mesmos. O Capítulo 5 mostrará os resultados obtidos com os dois métodos que foram utilizados para estimar a evaporação: o método de transferência de massa utilizando as constantes de Penman, que é um método mais simples, e a teoria de similaridade de Monin-Obukhov, que é mais complexa. Já no Capítulo 6 serão apresentadas as conclusões deste trabalho.

# Capítulo 2

## Revisão Bibliográfica

Devido a sua importância e complexidade o fenômeno de evaporação vem sendo estudado por muitos pesquisadores. Este fenômeno ocorre em diversas superfícies e há várias alternativas para poder estimá-lo, algumas das quais serão revisadas no próximo capítulo. Neste capítulo será realizada uma breve revisão de estudos de estimativas de evaporação já feitos em tanques e lagos.

Kelman et al. (2004) apresentaram um modelo de otimização para o cálculo de energia firme, a qual pode ser definida como a capacidade máxima de produção constante de energia ao longo do tempo, de um conjunto de usinas hidrelétricas. Já que a produção de energia está sujeita a restrições operativas da usina, como por exemplo, o balanço hídrico, o qual considera a evaporação, foi feita uma análise do impacto desses fatores no cálculo da energia firme.

Kelman et al. (2004) chegaram ao resultado de que, quando considerados os efeitos de evaporação, a energia firme do Brasil se reduz em 3%, sendo que a maior redução, em termos absolutos, está no Sudeste. Já a região Nordeste apresentou a maior redução relativa de energia firme, cerca de 10%. Uma das conclusões deste trabalho foi que a evaporação é o segundo fator mais impactante no cálculo de energia firme, perdendo apenas para restrições de transmissão de energia.

Kan e Dias (2008) fizeram um estudo da evaporação líquida no Reservatório de Foz de Areia (PR), que é a diferença entre a evaporação na superfície líquida e a evapotranspiração, representando assim a perda “líquida” de massa de água após a construção de um reservatório, considerando que a mesma não modifica outros componentes no balanço hídrico. A metodologia deste trabalho embasou-se no método do balanço hídrico sazonal, que é um balanço hídrico ao longo de um intervalo de tempo entre dois fins consecutivos de longas recessões; no modelo hidrometeorológico de evapotranspiração (HEM); no método de balanço de energia pela razão de Bowen e nos modelos CRAE (Complementary

Relationship Areal Evapotranspiration) e CRLE (Complementary Relationship Lake Evapotranspiration) de Morton. Para calcular a chuva média na bacia, também foi utilizado o método de Thiessen.

Após a aplicação desses métodos utilizando uma série de dados (temperatura e umidade relativa do ar, radiação solar incidente, velocidade do vento, pressão atmosférica, etc.), eles analisaram os resultados de duas formas: 1) a evaporação líquida resultante da diferença entre a evaporação do lago estimada pelo método do balanço de energia e a evapotranspiração estimada pelo HEM; e 2) a evaporação líquida resultante da diferença entre a evaporação do lago estimada pelo CRLE (fundo) e a evapotranspiração estimada pelo CRAE.

Através da primeira forma, eles estimaram uma evaporação líquida fortemente negativa, ou seja, que a evapotranspiração é maior do que a evaporação do lago, o que significaria um aumento na disponibilidade hídrica após a formação do lago de Foz de Areia. Já através da segunda forma, eles estimaram uma evaporação líquida positiva, o que significaria uma diminuição dessa disponibilidade.

Gondim et al. (2011) fizeram um estudo do impacto das mudanças climáticas, visto que as mesmas podem alterar os processos do ciclo hidrológico, na evapotranspiração das bacia hidrográfica do Jaguaribe, que se localiza no Ceará. Esse estudo foi feito através de uma série de sistemas de modelagem regional, onde utilizou-se um conjunto de dados de uma climatologia de base entre os anos de 1961 e 1990 e projeções climáticas para os anos de 2025 a 2055, representadas pelo ano de 2040.

Foram projetadas a temperatura média mensal, a precipitação mensal e a evapotranspiração de referência mensal (estimada através da temperatura média mensal), tanto para a climatologia de base (1961-1990) como para o ano de 2040, para dois cenários de mudanças climáticas: o cenário A2, que, resumidamente, representa alto crescimento populacional, crescimento do PIB médio e elevado consumo de energia; e o cenário B2, que representa médio crescimento populacional, crescimento do PIB médio e médio consumo de energia.

Gondim et al. (2011) projetaram um aumento da temperatura média para o ano de 2040, onde os maiores aumentos estão previstos para os meses de Abril e Fevereiro. Também foram projetados uma redução da precipitação e uma elevação da evapotranspiração média anual de 6,2% para o cenário A2 e 5,3% para o cenário B2.

Devido à importância de otimizar recursos hídricos, principalmente na região semi-árida, Leitão et al. (2007) procuraram avaliar o desempenho de alguns métodos de estimativa da evaporação para as regiões do Cariri e Sertão da Paraíba, aonde foram instalados tanques de modelo padrão recomendado pela Organização Meteorológica Mundial para estimar a evaporação em lagos. Nestes tanques, foram realizadas as medidas de evaporação,

temperatura do ar, direção do vento, radiação solar incidente, entre outros.

A evaporação foi estimada por vários métodos: de Penman (1948); do Balanço de Energia segundo a razão de Bowen; da equação de Linacre (1993); do Tanque Classe A; da equação de Snyder (1992); da equação de Penman modificada por Kohler (1955); e, finalmente, de Transferência de Massa de Gangopadhyaya (1966) e Houtman (1973). Para avaliar estatisticamente o desempenho desses métodos, Leitão et al. (2007) procuraram correlacionar os valores estimados com as medidas usando os indicadores estatísticos de precisão “ $r$ ” (coeficiente de correlação), de exatidão “ $d$ ” (índice de Willmott) e de confiança ou desempenho “ $c$ ”.

Observou-se que, para o tanque na região de Cariri, o método de Balanço de Energia superestimou as medidas de evaporação ao longo de todo o período estudado. Já o método de Transferência de Massa mostrou uma aproximação relativa com as medidas entre Abril e Julho e, a partir daí até Fevereiro, uma superestimativa, a qual foi acentuada entre Setembro e Dezembro. Para o tanque da região de Sertão da Paraíba também foi verificado que as estimativas pelo método do Balanço de Energia durante todo o período estudado tenderam a uma superestimação das medidas, enquanto as estimativas pelo método de Transferência de Massa mostraram uma aproximação entre Abril e Outubro, subestimação de Novembro a Dezembro e superestimação de Janeiro a Fevereiro.

Rodrigues (2009) publicou um trabalho sobre estimativas de evaporação em lagos no sul de Portugal. Os dados utilizados foram coletados em 10 estações meteorológicas flutuantes instaladas nos principais lagos ao sul de Portugal, as quais mediram, entre os anos de 2002 e 2006, a velocidade e direção do vento, temperatura do ar e da água, umidade relativa, radiação solar, pressão atmosférica, etc. Também foram utilizados dados históricos de estações próximas.

Nesse trabalho utilizou-se o Método de Balanço de Energia-Razão de Bowen como o método de cálculo da evaporação, ou seja, ele representa a evaporação “medida” no lago. Para estimar a evaporação foram utilizados diversos métodos como de Transferência de Massa (baseado na formulação de Harbeck), de Priestley-Taylor e o de Thornthwaite.

Posteriormente, as estimativas obtidas foram comparadas com o cálculo da evaporação pelo método de Balanço de Energia. Para poder determinar a eficiência desses métodos de estimativa, foram utilizadas variáveis estatísticas como a variância, o desvio padrão e outros indicadores estatísticos de precisão, exatidão e confiança.

O método de Transferência de Massa foi ajustado a fim de considerar as diferenças entre os lagos, principalmente no que diz respeito à exposição aos ventos dominantes. Para isso, foi estabelecida uma relação em função da área média da superfície livre de cada lago.

Os resultados obtidos revelaram que as evaporações calculadas para cada lago com o

método de Balanço de Energia não apresentaram diferenças significativas entre si. Também observou-se no fechamento do balanço de energia um erro muito pequeno, praticamente inexistente, o que, segundo o autor, é uma prova da confiabilidade do método. Além disso, as estimativas obtidas com o método de Transferência de Massa, após o ajuste, revelaram-se consistentes com os resultados do Balanço de Energia.

Segundo Fernandes (2007), o método da razão de Bowen tornou-se uma prática padrão para medir fluxos de calor latente e sensível pela equação do balanço de energia. A precisão do método foi testada por vários pesquisadores e sua validade como medida da evapotranspiração está bem fundamentada por vários autores (Tanner, 1960; Fritschen, 1966; Fuchs e Tanner, 1970; Sinclair, 1975; Revheim e Jordan, 1976; Spittlehouse e Blanck, 1980) entre outros. Segundo o autor, a maior dificuldade do método está associada à instrumentação, a qual deve detectar diferenças de temperatura e pressão de vapor, o que depende da acurácia dos sensores.

Um estudo realizado por de Oliveira Roque e Sansigolo (2010) calculou as estimativas de evaporação no Lago de Taquaruçu, no sudoeste do estado de São Paulo, utilizando o modelo conceitual de relação complementar de Morton. Foram utilizados os dados climatológicos mensais de temperatura do ar, umidade relativa e insolação medidos em uma estação entre 1976 e 1997.

Posteriormente, essas estimativas foram comparadas com estimativas feitas pelo método de Penman e com medidas de evaporação de tanque classe A em Taquaruçu. Os resultados obtidos foram que o modelo de Morton superestimou as taxas de evaporação do lago em relação ao método de Penman no outono e no inverno e subestimou na primavera e no verão. Já em relação às medidas de evaporação de tanque classe A, as estimativas de Morton superestimaram as taxas de evaporação para valores abaixo da média e subestimaram para valores acima.

Devido à importância de se compreender e quantificar as trocas de água e de energia entre diferentes ecossistemas e a atmosfera tanto para propósitos meteorológicos, agrônômicos e hidrológicos, de Albuquerque Soares et al. (2013) simularam esses fluxos de água e de energia na microbacia hidrográfica da represa Vaca Brava, a qual se localiza em Areia (PB). Para fazer isso eles utilizaram um modelo chamado SiSPAT que descreve essas trocas no sistema solo-planta-atmosfera.

Para testar esse modelo foram utilizados dados obtidos por uma estação micrometeorológica automática, a qual permitia a estimativa dos componentes do balanço de energia, pelo método da razão de Bowen e da evaporação do solo. Foi concluído que o modelo simulou bem os componentes do balanço de energia nas mais variadas condições de umidade do solo e atmosféricas. Outra conclusão foi que o modelo também simulou de forma correta a evaporação da água do solo.

Estes são apenas alguns dos estudos já feitos que se referem às estimativas de evaporação em lagos e reservatórios. É possível perceber através deles a importância de se estudar este fenômeno para diversos propósitos, justificando então o porquê de se fazer este trabalho.

# Capítulo 3

## Fundamentação Teórica

Neste capítulo será apresentada a base teórica necessária para entender a metodologia deste trabalho. Aqui também será apresentado o método de covariâncias turbulentas, método utilizado para medir a evaporação no lago de Furnas, e os métodos de Transferência de Massa utilizando as constantes de Penman e a Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov, que foram os utilizados neste trabalho para estimar essa evaporação a fim de comparar com a medida.

É importante ressaltar que as informações presentes neste capítulo foram embasadas em Dias (2014) e Cancelli (2006).

### 3.1 A atmosfera terrestre e a camada limite atmosférica

A estratificação da atmosfera terrestre é definida pela variação do perfil de temperatura média absoluta nela encontrada (Bernardes, 2008). Assim, a atmosfera é dividida em 4 camadas distintas: troposfera, estratosfera, mesosfera e termosfera. A troposfera é a camada mais baixa da atmosfera terrestre e possui profundidade que varia aproximadamente de 9 a 16 km e a temperatura nessa camada diminui com a altura. A estratosfera é a próxima camada, possui profundidade de aproximadamente 50 km e a sua temperatura aumenta com a altura. Já a Mesosfera possui profundidade de aproximadamente 85 km e é onde a temperatura volta a diminuir com a altura. E, por fim, a termosfera é a última camada, onde a temperatura volta a aumentar com a altura.

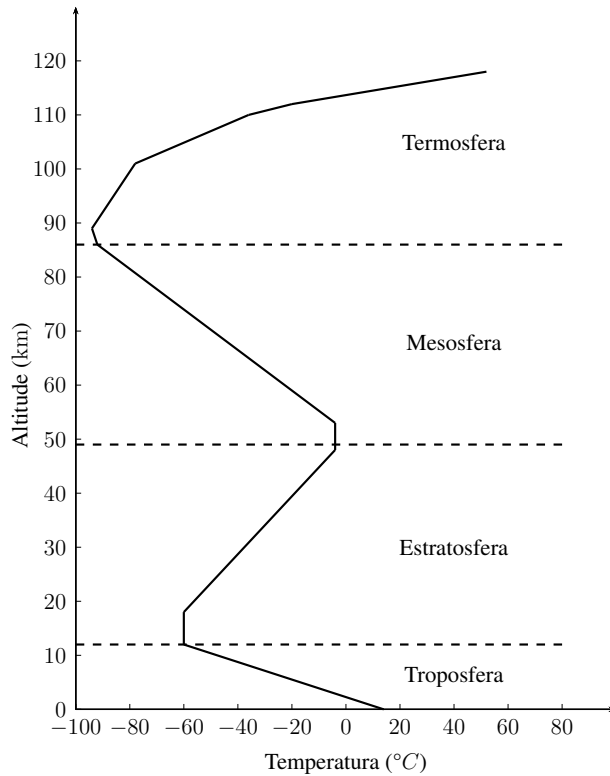


Figura 3.1: Estratificação da atmosfera segundo o perfil de temperatura média absoluta.

A Camada Limite Atmosférica (CLA) situa-se na baixa troposfera, cerca de 1 ou 2 km acima da superfície terrestre. Portanto, essa camada sofre diretamente os efeitos de troca de *momentum*, calor e vapor d'água da superfície com a atmosfera. Assim, nesta camada, o coeficiente de arrasto, a condução de calor e a evaporação variam fortemente com a velocidade do vento, a temperatura e a umidade do ar (Cancelli, 2006). Já a troposfera acima da CLA é chamada de Atmosfera Livre, pois a mesma não sofre essa influência da superfície terrestre.

## 3.2 A umidade do ar

A quantidade de vapor d'água no ar varia e pode ser quantificada como, por exemplo, umidade específica e umidade relativa.

O ar úmido é constituído de uma mistura de ar seco e vapor d'água e pode-se considerar que ele se comporta como um gás ideal que obedece à lei de Dalton:

$$P_{atm} = p + e. \quad (3.1)$$

Em (3.1),  $P_{atm}$  é a pressão atmosférica e  $p$  e  $e$  são as pressões parciais do ar seco e do

vapor d'água, respectivamente, as quais podem ser definidas como:

$$p = \rho_s R_s T, \quad (3.2)$$

$$e = \rho_v R_v T. \quad (3.3)$$

Em (3.2) e (3.3),  $T$  é a temperatura termodinâmica,  $\rho_s$  e  $\rho_v$  são as massas específicas do ar seco e do vapor d'água e a soma das duas representa a massa específica total do ar úmido ( $\rho$ ).  $R_s$  e  $R_v$  são as constantes específicas de gás do ar seco e do vapor d'água e possuem valores iguais a, respectivamente,  $287 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$  e  $461 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ . A razão entre  $R_s$  e  $R_v$  é representada por  $\varepsilon$ :

$$\varepsilon = \frac{R_s}{R_v} = 0,622. \quad (3.4)$$

A umidade específica do ar ( $q$ ) pode ser definida como:

$$q = \frac{\rho_v}{\rho}. \quad (3.5)$$

Substituindo as equações (3.1) e (3.2) na equação acima tem-se:

$$q = \frac{e R_s}{P_{atm} R_v - (R_v - R_s) e}. \quad (3.6)$$

Dividindo a equação (3.6) por  $R_v$  e utilizando a definição de  $\varepsilon$ :

$$q = \frac{e \varepsilon}{P_{atm} - (1 - \varepsilon) e}, \quad (3.7)$$

e supondo que  $e \ll P_{atm}$ :

$$q \approx \varepsilon \frac{e}{P_{atm}} \approx 0,622 \frac{e}{P_{atm}}. \quad (3.8)$$

$e^*$  é a pressão de saturação de vapor a uma temperatura  $T_0$  em Kelvin (nesse trabalho será utilizada a temperatura da superfície da água), e é definida pela Equação 3.9. A umidade específica de saturação, aqui definida como  $q_0^*$ , pode ser obtida substituindo  $e$  por  $e^*$  na equação (3.8).

$$e^*(T_0) = e_0 \exp\left(\frac{b(T_0 - \theta_1)}{T_0 - \theta_2}\right). \quad (3.9)$$

Em (3.9),  $e_0 = 611 \text{ Pa}$ ,  $b = 17,2694 \text{ K}^{-1}$ ,  $\theta_1 = 273,16 \text{ K}$  e  $\theta_2 = 35,86 \text{ K}$  são constantes.

Já a umidade relativa é definida como a razão entre a pressão de vapor reinante e a pressão de vapor de saturação  $e^*$ :

$$y = \frac{e}{e^*}. \quad (3.10)$$

### 3.3 Temperatura virtual

A temperatura virtual  $T_v$ , que é a temperatura equivalente de uma atmosfera sem vapor d'água de mesma massa específica, é definida como:

$$T_v = (1 + 0,61q)T_{ar}. \quad (3.11)$$

### 3.4 Calor específico e calor latente de evaporação

O calor específico é a energia necessária para aumentar a temperatura de 1 kg de gás em 1 K. Na atmosfera, como na maioria dos problemas ambientais, os processos termodinâmicos ocorrem a uma pressão constante, visto que não há uma delimitação de volume. Segundo Chow et al. (1988), as mudanças na temperatura provocam mudanças proporcionais na energia interna de uma substância, o que gera uma relação definida como:

$$de_u = c_p dT_{ar}. \quad (3.12)$$

Em (3.12),  $e_u$  é a energia interna e  $c_p$  é o calor específico a pressão constante, que possui valor igual a  $1005 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ .

Já a energia necessária para evaporar 1 kg de água é denominada calor latente de evaporação ( $L$ ), cuja a unidade é  $\text{J kg}^{-1}$ . Segundo Dias (1986), essa propriedade depende da temperatura da superfície d'água e pode ser escrita como:

$$L = 3,1458 \times 10^6 - 2,3613 \times 10^3 \times T_0. \quad (3.13)$$

Analisando a equação acima, é possível perceber que  $L$  varia fracamente com a temperatura, visto que o coeficiente linear é mil vezes maior que o angular. Portanto, considerando uma temperatura média de 295,0 K,  $L$  pode ser considerado uma constante com valor igual a  $2,462 \times 10^6 \text{ J kg}^{-1}$  (Dias, 1986).

### 3.5 Transferência de massa de vapor d'água: uma visão hidrológica

Segundo Tucci (2012), o método de Transferência de Massa para calcular a evaporação baseia-se na primeira Lei de Dalton, que estabelece a relação entre evaporação e pressão de vapor, expressa por:

$$E = f(\bar{u}_b) (\bar{e}^*(T_0) - \bar{e}_a). \quad (3.14)$$

Em (3.14),  $E$  é a evaporação,  $f(\bar{u}_b)$  é conhecido como coeficiente de transferência de vapor (dado em  $\text{kg m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Pa}^{-1}$ ),  $\bar{e}^*(T_0)$  (dada em Pa) é definida pela equação (3.9) e  $\bar{e}_a$  é a pressão parcial de vapor d'água do ar (em Pa) à temperatura do ar em uma determinada altura. Através da definição da umidade relativa do ar  $y$ , representada pela equação (3.10), é possível calcular  $\bar{e}_a$ .

Já  $f(\bar{u}_b)$  (dado em  $\text{kg m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Pa}^{-1}$ ), expressa as características que afetam a evaporação, como por exemplo, a rugosidade e a turbulência. Esse coeficiente é função da velocidade média do vento ( $\bar{u}_b$ ), medido em alguma altura sobre a superfície da água.

O coeficiente de transferência de vapor pode ser expresso como:

$$f(\bar{u}_b) = a + b\bar{u}_b. \quad (3.15)$$

Em (3.15),  $a$  e  $b$  são coeficientes empíricos de regressão. Segundo (Cancelli, 2006), os valores de  $a$  e  $b$  foram sugeridos por Penman em 1940 ( $a = 3,01 \times 10^{-8} \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Pa}^{-1}$  e  $b = 1,62 \times 10^{-8} \text{ kg m}^{-3} \text{ Pa}^{-1}$ )

A multiplicação de  $E$  pelo calor latente de evaporação  $L$  produz o fluxo de valor latente  $LE$ . As unidades de  $E$  são  $\text{kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ; as unidades de  $LE$  são  $\text{W m}^{-2}$ .

### 3.6 Método das covariâncias turbulentas

O escoamento turbulento ocorre quando as partículas se movem ao longo de trajetórias irregulares com movimentos aleatórios. Nesse tipo de escoamento o Número de Reynolds  $Re = \frac{u \times L}{\nu}$  (onde  $u$  é a velocidade de escoamento,  $L$  o comprimento de escoamento e  $\nu$  a viscosidade cinemática) utilizado no cálculo do regime de escoamento dos fluidos possui valor elevado.

Para esse tipo de escoamento é possível aplicar a *Decomposição de Reynolds*, ou seja, decompor um parâmetro em uma média e uma flutuação. Assim, aplicando para os principais parâmetros utilizados nesse trabalho, tem-se:

$$u = \bar{u} + u', \quad (3.16)$$

$$v = \bar{v} + v', \quad (3.17)$$

$$w = \bar{w} + w', \quad (3.18)$$

$$q = \bar{q} + q', \quad (3.19)$$

$$T_{ar} = \bar{T}_{ar} + T'_{ar}. \quad (3.20)$$

onde  $u$ ,  $v$  e  $w$  são as componentes da velocidade do vento.

As covariâncias turbulentas dão os fluxos superficiais  $\tau$  (*momentum*),  $H$  (fluxo de calor sensível) e  $LE$  (fluxo de calor latente).

$$\tau = \bar{\rho} u_*^2 = -\bar{\rho} \overline{w' u'} \quad (3.21)$$

$$H = \bar{\rho} c_p u_* T_{ar*} = \bar{\rho} c_p \overline{w' T'_{ar}} \quad (3.22)$$

$$LE = L \bar{\rho} u_* q_* = L \bar{\rho} \overline{w' q'} \quad (3.23)$$

As definições acima são referentes aos fluxos próximos à superfície, ou seja,  $z$ , a altura

entre os sensores e a superfície d'água, não poderá ser muito grande ( $z < 10$  m).

As equações 3.21, 3.22 e 3.23 estão definindo as escalas turbulentas da temperatura do ar ( $T_{ar*}$ ) e da umidade específica ( $q_*$ ). Essas grandezas dependem da velocidade de atrito  $u_*$ , também conhecida como velocidade de fricção, que é uma escala relevante de velocidade no estudo da turbulência na camada superficial. A partir dessas equações tem-se:

$$u_* = \sqrt{-\overline{u'w'}}, \quad (3.24)$$

$$T_{ar*} = \frac{\overline{w'T'_{ar}}}{u_*}, \quad (3.25)$$

$$q_* = \frac{\overline{w'q'}}{u_*}. \quad (3.26)$$

A equação (3.24) considera situações ideais, onde o vetor de tensão de Reynolds  $\vec{\tau}$ , que é obtido pela estatística média das covariâncias  $\overline{u'w'}$  e  $\overline{v'w'}$ , está alinhado com o vetor da velocidade média do vento  $\vec{u}_b$ . Neste trabalho serão utilizadas duas definições diferentes dessa equação, as quais serão posteriormente explicadas, onde considera-se esses dois vetores desalinhados. A Figura 3.6 ilustra isso.

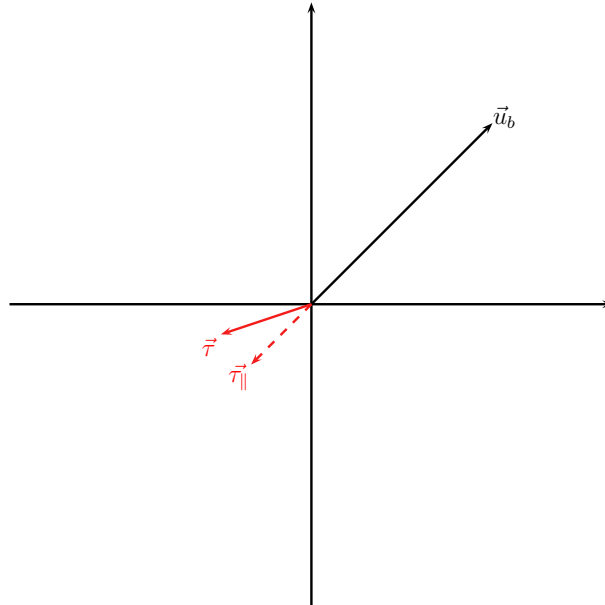


Figura 3.2: Gráfico dos vetores da velocidade média do vento e da tensão de Reynolds.

A primeira maneira de calcular a velocidade de atrito, chamada de  $u_{*,1}$ , é através da rotação do vetor  $\vec{\tau}$  até que ele fique alinhado com o vetor  $\vec{u}_b$ . O vetor velocidade  $\vec{u}_b$  é

definido como:

$$\vec{u}_b = (\bar{u}, \bar{v}) \quad (3.27)$$

e seu módulo é igual a

$$|\vec{u}_b| = \sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2}. \quad (3.28)$$

Já o vetor de tensão de Reynolds  $\vec{\tau}$  é definido como:

$$\vec{\tau} = -\bar{\rho} (\overline{u'w'}, \overline{v'w'}). \quad (3.29)$$

Para rotacionar o vetor  $\vec{\tau}$  até que ele fique alinhado com o vetor  $\vec{u}_b$  é necessário fazer o produto escalar entre  $\vec{\tau}$  com o vetor unitário da velocidade do vento. Esse vetor unitário será chamado de  $\vec{m}$  e é definido pela seguinte equação:

$$\vec{m} = \left( \frac{\bar{u}}{|\vec{u}_b|}, \frac{\bar{v}}{|\vec{u}_b|} \right). \quad (3.30)$$

Fazendo o produto escalar entre os dois vetores

$$\vec{\tau} \cdot \vec{m} = \tau_{\parallel} = -\bar{\rho} \overline{u'w'} \frac{\bar{u}}{|\vec{u}_b|} - \bar{\rho} \overline{v'w'} \frac{\bar{v}}{|\vec{u}_b|}. \quad (3.31)$$

definimos o  $\tau_{\parallel}$ , já alinhado com o vetor da velocidade.

Assim,  $u_{*,1}$  pode ser definido como:

$$\begin{aligned} \rho u_{*,1}^2 &= -\tau_{\parallel} \\ u_{*,1} &= \sqrt{-\frac{\tau_{\parallel}}{\rho}}. \end{aligned} \quad (3.32)$$

Já a segunda maneira de calcular a velocidade de atrito, chamada de  $u_{*,2}$ , não faz esse alinhamento entre os vetores. Portanto, ela será calculada da seguinte forma:

$$u_{*,2}^2 = \sqrt{\overline{u'w'}^2 + \overline{v'w'}^2}$$

$$u_{*,2} = \sqrt[4]{\overline{u'w'^2} + \overline{v'w'^2}}. \quad (3.33)$$

Através das equações (3.21), (3.22) e (3.23) é possível perceber que para poder medir os fluxos superficiais é necessário conhecer as covariâncias  $\overline{w'u'}$ ,  $\overline{w'T'_{ar}}$  e  $\overline{w'q'}$ . Já para o cálculo dessas covariâncias é necessário realizar medições das componentes  $u$  e  $w$  do vento e medições de temperatura e umidade do ar com sensores altamente sensíveis (que possuem uma alta capacidade de detectar variações da grandeza que está sendo medida).

A medição de fluxos superficiais utilizando a metodologia acima é conhecida como o método de medição de covariâncias turbulentas. Este método baseia-se na medição simultânea em alta frequência da velocidade vertical  $w$  do vento e da grandeza cujo fluxo se deseja medir. Este método é considerado como o método de referência, ou seja, os fluxos “medidos” foram calculados a partir deste método. Os dados utilizados neste trabalho, como por exemplo os dados de evaporação, já foram medidos e serão melhor apresentados no capítulo “Região de estudo e dados utilizados”.

### 3.7 Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov

Com o objetivo de descrever as variáveis estatísticas turbulentas na Camada Limite Atmosférica, Monin e Obukhov, em 1954, desenvolveram a Teoria da Similaridade de Monin-Obukhov (A. Martins et al., 2004), a qual se tornou um instrumento muito utilizado em micrometeorologia.

As principais hipóteses dessa teoria são que o escoamento é unidirecional e que pode ser considerado, na média, homogêneo na direção  $x$  e  $y$ . Ele também pode ser considerado, na média, estacionário, ou seja, não varia em relação ao tempo. Assim, nessas condições, os fluxos de calor sensível  $H$  e massa de vapor d’água  $E$  podem ser considerados constantes ao longo da direção  $x$ .

A variável adimensional de estabilidade de Obukhov  $\zeta$  e o comprimento de estabilidade de Obukhov  $L_O$  são definidos por:

$$\zeta = \frac{z}{L_O} = -\frac{\kappa g z T_{v*}}{\overline{T_v} u_*^2}. \quad (3.34)$$

Em (3.34),  $\kappa = 0,4$  é a constante de von Kármán,  $g$  é a aceleração da gravidade (neste trabalho será utilizado o valor de  $9,81 \text{ m s}^{-2}$ ) e  $T_{v*}$  é a escala turbulenta da temperatura virtual média.

A equação (3.34) indica a produção de energia cinética turbulenta por empuxo ( $T_{v*}$  aparecendo no numerador) e por atrito ( $u_*$  aparecendo no denominador). A Camada

Superficial é instável quando  $\zeta < 0$ , onde o termo de empuxo contribui para produzir turbulência ( $T_{v*} > 0$ ), e ela é estável quando  $\zeta > 0$ , onde o mesmo termo ajuda a destruir a turbulência ( $T_{v*} < 0$ ). Ela é neutra quando  $\zeta = 0$ .

Segundo a Teoria de Monin-Obukhov, todos os momentos e flutuações turbulentas, quando corretamente normalizados pelas escalas  $z$ ,  $u_*$ ,  $q_*$  e  $T_*$ , são funções da variável  $\zeta$ :

$$\phi_\tau(\zeta) = \frac{\kappa z}{u_*} \frac{\partial \bar{u}_b}{\partial z}, \quad (3.35)$$

$$\phi_H(\zeta) = \frac{\kappa z}{T_*} \frac{\partial \bar{T}}{\partial z}, \quad (3.36)$$

$$\phi_E(\zeta) = \frac{\kappa z}{q_*} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z}. \quad (3.37)$$

Quando a atmosfera é neutra ( $\zeta = 0$ ), as equações acima ficam:

$$\phi_\tau(\zeta = 0) = \phi_H(\zeta = 0) = \phi_{LE}(\zeta = 0) = 1. \quad (3.38)$$

Integrando (3.35) entre um nível  $z_{0\tau}$  e o nível  $z$  de medição, obtém-se o conhecido perfil logarítmico da velocidade do vento:

$$\frac{\bar{u}_b}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{z}{z_{0\tau}}. \quad (3.39)$$

Quando  $\zeta \neq 0$ , a integração de (3.35) é igual a

$$u_* = \frac{\kappa \bar{u}_b}{\ln \frac{z}{z_{0\tau}} - \Psi_\tau(\zeta)}. \quad (3.40)$$

Em (3.40),  $\Psi_\tau(\zeta) = \int [1 - \phi_\tau(\zeta)] d(\ln \zeta)$ .

Analogamente as escalas de temperatura e umidade são:

$$T_* = \frac{\kappa(\bar{T}_0 - \bar{T}_{ar})}{\ln \frac{z}{z_{0H}} - \Psi_H(\zeta)}, \quad (3.41)$$

$$q_* = \frac{\kappa(\bar{q}_0^* - \bar{q})}{\ln \frac{z}{z_{0E}} - \Psi_E(\zeta)}. \quad (3.42)$$

As alturas  $z_{0\tau}$ ,  $z_{0H}$  e  $z_{0E}$  representam as rugosidades superficiais para *momentum*, calor

sensível e vapor d'água. Já as variáveis  $\Psi_\tau$ ,  $\Psi_H$  e  $\Psi_E$  são, respectivamente, as funções de correção de estabilidade para os fluxos de *momentum*, temperatura e vapor d'água (Cancelli, 2006).

A escala de temperatura virtual  $T_{v*}$  é definida por

$$T_{v*} = (1 + 0.61\bar{q})T_* + 0.61\bar{T}_{ar}q_* \quad (3.43)$$

### 3.7.1 Equações de transferência para $\tau$ , $H$ e $LE$

Os fluxos superficiais  $\tau$ ,  $H$  e  $LE$  das equações (3.21), (3.22) e (3.23) são obtidos a partir da Teoria de Monin-Obukhov da seguinte forma:

$$\tau = \rho C_\tau \bar{u}_b^2, \quad (3.44)$$

$$H = \rho c_p C_H \bar{u}_b (\bar{T}_0 - \bar{T}_{ar}), \quad (3.45)$$

$$LE = L \rho C_E \bar{u}_b (\bar{q}_0 - \bar{q}_a). \quad (3.46)$$

Em (3.44), (3.45) e (3.46),  $C_\tau$  é o coeficiente de transferência de *momentum*,  $C_H$  é o coeficiente de transferência de calor e  $C_E$  é o coeficiente de transferência de vapor d'água. Eles são definidos por

$$C_\tau = \frac{\kappa^2}{[\ln \frac{z}{z_{0\tau}} - \Psi_\tau(\zeta)]^2}, \quad (3.47)$$

$$C_H = \frac{\kappa^2}{[\ln \frac{z}{z_{0\tau}} - \Psi_\tau(\zeta)][\ln \frac{z}{z_{0H}} - \Psi_H(\zeta)]}, \quad (3.48)$$

$$C_E = \frac{\kappa^2}{[\ln \frac{z}{z_{0\tau}} - \Psi_\tau(\zeta)][\ln \frac{z}{z_{0E}} - \Psi_E(\zeta)]}. \quad (3.49)$$

Os perfis de Businger-Dyer estão entre os mais utilizados para calcular os  $\phi$ 's e  $\Psi$ 's. Supõe-se que  $\phi_H \approx \phi_E$ , o que implica em  $\Psi_H \approx \Psi_E$  e  $z_{0H} \approx z_{0E}$ . Para condições neutras ( $\zeta = 0$ ),  $\Psi_H = \Psi_E \equiv 0$ . Para condições instáveis ( $\zeta < 0$ ) tem-se que:

$$\Psi_\tau(\zeta) = \ln \frac{b^2 + 1}{2} + 2 \ln \frac{b + 1}{2} - 2 \arctan b + \frac{\pi}{2}, \quad (3.50)$$

$$\Psi_H(\zeta) = \Psi_E(\zeta) = 2 \ln \frac{b^2 + 1}{2}, \quad (3.51)$$

onde

$$b = (1 - 16\zeta)^{1/4}. \quad (3.52)$$

Já para condições estáveis ( $\zeta > 0$ ):

$$\Psi_{\tau,H,E}(\zeta) = -5\zeta. \quad (3.53)$$

Já as rugosidades  $z_{0\tau}$ ,  $z_{0H}$  e  $z_{0E}$  são estimadas (em m) por:

$$z_{0\tau} = \frac{\alpha_\tau \times u_*^2}{g}, \quad (3.54)$$

$$z_{0H} = z_{0E} = \alpha_H z_{0\tau} \exp\left(-b_H \kappa \left(\frac{u_* z_{0,\tau}}{\nu}\right)^{1/4} Pr^{1/2}\right) \quad (3.55)$$

Em (3.54),  $\alpha$  é a constante de Charnock, a qual pode ser ajustada para apresentar resultados mais satisfatórios (esse assunto será discutido na seção 3.8). Em (3.55),  $Pr = 0,713$  é o numero de Prandtl para o ar e  $Sc = 0,595$  é o número de Schmidt para o vapor d'água no ar. Já  $\alpha_H = 7,4$  e  $b_H = 7,3$  são os coeficientes de Brutsaert para a superfície da água e  $\nu$  é a viscosidade cinemática.

## 3.8 Critérios estatísticos

Nesta seção serão explicados os critérios estatísticos utilizados neste trabalho para verificar a eficácia dos métodos de estimação.

### 3.8.1 Raiz do erro quadrático médio

A raiz do erro quadrático médio  $REQM(y)$  é definida como:

$$REQM(y) = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\hat{y}_i - y_i)^2} \quad (3.56)$$

onde  $y$  é o parâmetro que está sendo estimado,  $\hat{y}_i$  é a estimativa desse parâmetro e  $y_i$  é o valor medido.

Este critério é usado para indicar o quão distante, em média, o conjunto de estimativas está do conjunto de medições do parâmetro em análise.

Neste trabalho, ele foi utilizado para descobrir qual é o  $z_{0\tau}$  (supondo que ele seja constante) e o  $\alpha$  da equação (3.54) (supondo que  $z_{0\tau}$  seja uma variável), que quando utilizados para estimar a velocidade de atrito  $u_*$ , geram as menores dispersões (menores distâncias) em relação às velocidades de atrito medidas.

### 3.8.2 Regressão linear simples e o coeficiente de determinação

O modelo de regressão linear simples é um modelo matemático que relaciona o comportamento de uma variável  $y$  em relação a uma variável  $\hat{y}$  (neste trabalho  $y$  representa os dados medidos e  $\hat{y}$  representa os dados estimados) pela seguinte função:

$$\hat{y} = f(y) = a + by \quad (3.57)$$

onde  $a$  e  $b$  são duas constantes.

O coeficiente de determinação  $R^2$  serve para medir a utilidade da reta representada pela equação (3.57) e é definido como:

$$R^2 = \frac{\sum_{i=1}^n (\hat{y}_i - \bar{y})^2}{\sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y})^2} \quad (3.58)$$

onde  $\bar{y}$  é a média aritmética dos dados medidos.

Esse coeficiente varia de 0 a 1, representando, em porcentagem, a proporção da variância total explicada pelo modelo, ou seja, o quanto os dados do modelo se aproximam da reta de ajuste.

Neste trabalho, esse coeficiente será apresentado em todos os gráficos de “medições  $\times$  estimativas”.

# Capítulo 4

## Região de estudo e dados utilizados

### 4.1 O reservatório de Furnas

Os dados utilizados neste trabalho foram medidos no reservatório de Furnas, em Minas Gerais. A Usina Hidrelétrica de Furnas localiza-se no curso médio do rio Grande, em um trecho conhecido como “Corredeiras das Furnas”, entre os municípios de São José da Barra e São João Batista da Glória. A bacia do rio Grande se encontra, aproximadamente, entre as latitudes 20°30' e 22°00' Sul e longitude 45°00' e 47°00' Oeste. O seu reservatório, formado pelos rios Grande e Sapucaí (e seus respectivos afluentes), possui profundidade média de 13m e uma área aproximadamente igual a 1440km<sup>2</sup>.

A partir da Figura 4.1 podemos ver a localização espacial da bacia do Rio Grande e através da Figura 4.2 podemos ver uma imagem de satélite do reservatório.

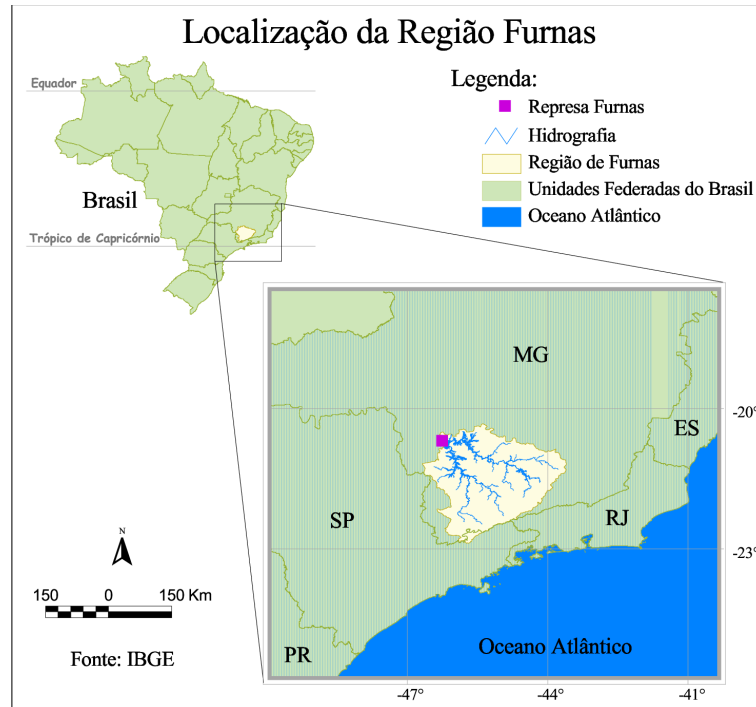


Figura 4.1: Localização espacial da bacia do rio Grande. Fonte: IBGE.

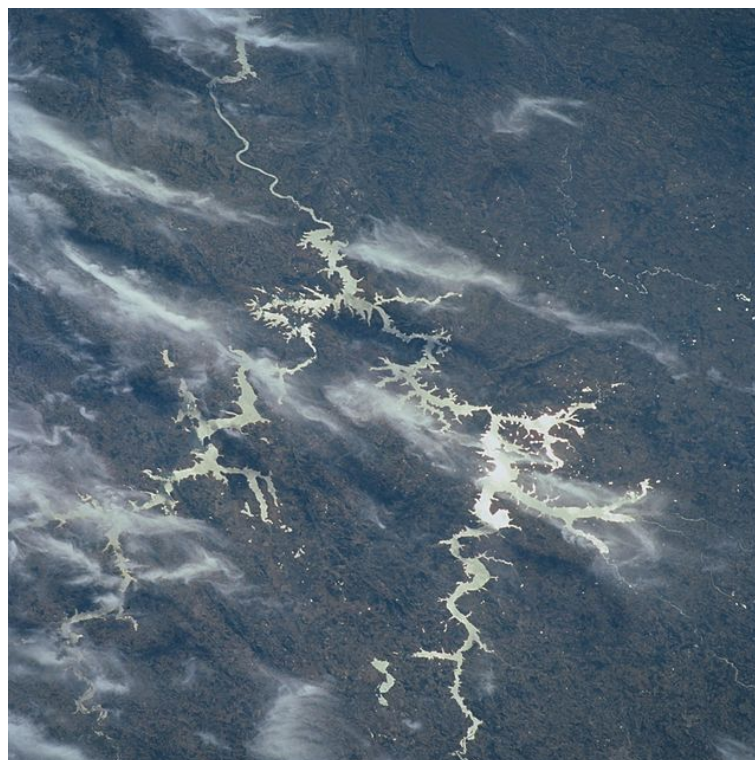


Figura 4.2: Imagem de satélite do reservatório de Furnas. Fonte: [http://pt.wikipedia.org/wiki/Usina\\_Hidrel%C3%A9trica\\_de\\_Furnas](http://pt.wikipedia.org/wiki/Usina_Hidrel%C3%A9trica_de_Furnas).

A estação micrometeorológica utilizada para medir esses dados, chamada de estação

Guapé, foi descrita por Bernardes e Dias (2010). Ela está localizada nas coordenadas 20°44'S e 45°58'W, a uma altitude de 771,93m acima do nível do mar. Os dados foram medidos em uma torre de metal construída em cima de um pequeno morro submerso, completamente rodeada de água, criando uma espécie de ilha artificial. Os instrumentos na estação estavam a um nível entre 767,81 e 766,76m.

## 4.2 Controle de qualidade dos dados

Nesta seção serão explicados todos os filtros que foram aplicados na série de dados. Os dados utilizados foram medidos entre 22 de Julho e 11 de Setembro de 2004 e a suas médias foram calculadas a cada meia hora. Isso gerou um arquivo inicial com 2462 medições de cada parâmetro. Após o tratamento, houve um aproveitamento de 17% dos dados utilizados no cálculo de  $u_{*,1}$  e dos fluxos e um aproveitamento de 26% para os dados utilizados no cálculo de  $u_{*,2}$  e dos fluxos.

O primeiro controle de qualidade aplicado nos dados foi retirado de um trabalho ainda em desenvolvimento que utiliza os mesmos dados que estão sendo utilizados neste trabalho (Vissotto, Comunicação Pessoal, 2015). Primeiramente, neste controle são excluídas os dados onde os fluxos de calor sensível e calor latente possuem valores (em módulo) muito elevados. Isso foi feito através de um método criado pelo próprio autor que será descrito a seguir (para mais detalhes sobre o método olhar Vissotto Junior e Dias (2013)).

Esse método tem como objetivo filtrar os dados e analisar estatisticamente a distribuição dos fluxos de medição a fim de eliminar os efeitos devido à sensibilidade dos sensores. Esses efeitos são conhecidos como *outliers*, que são valores fisicamente não aceitáveis.

Os dados foram inicialmente separados por blocos utilizando a relação temporal, onde os blocos de dados são subdivididos pelo tempo correspondente ao seu período de medição, que nesse caso é igual a 30 minutos. Assim, foram estabelecidos 48 blocos de controle para cada variável durante toda a série temporal.

Em seguida, foi aplicada a estatística padrão, considerando que a distribuição dos dados em cada bloco de meia hora obedece uma distribuição normal. Os dados que foram excluídos são os que corresponderam ao intervalo de confiança de 99%, ou seja, dada a distribuição normal, os dados que foram considerados como *outliers* ficaram abaixo de 0,5% e acima de 99,5% da distribuição acumulada.

Após isso, por causa de uma possível distorção de fluxo pela estrutura da torre de medição, foram excluídas linhas de dados considerando a direção do vento (Vissotto, Comunicação pessoal, 2015).

Posteriormente, foi aplicado um filtro somente para o cálculo do  $u_{*,1}$ , onde foram

mantidas só as linhas de dados em que os resultados obtidos do produto escalar da equação 3.31 eram negativos. Esse filtro foi aplicado porque os resultados positivos representam erros gerados durante as medições.

Depois foram calculadas as variáveis adimensionais  $\zeta$  utilizando as duas velocidades de atrito medidas. Nessa parte, foram considerados somente os valores negativos de  $\zeta$ , ou seja, somente as condições instáveis, e os valores que possuíam módulo menor do que 10.

Após o cálculo das velocidades de atrito estimadas, tanto para condições neutras como para condições instáveis, ainda foi verificada uma grande dispersão entre elas e as velocidades de atrito medidas. A fim de reduzir essa dispersão, os dados foram comparados com função de similaridade encontrada em Katul et al. (1995):

$$\frac{\sigma_w}{u_*} = 1,25 \sqrt[3]{(1 - 3\zeta)}. \quad (4.1)$$

Em 4.1,  $\sigma_w$  é o desvio padrão da componente  $w$  da velocidade do vento.

Em um primeiro momento, foram excluídos todas as linhas de dados que não ficaram dentro da faixa de 50% acima e abaixo da curva representada pela equação 4.1 (figuras 4.3, 4.4, 4.7 e 4.8). Porém, visto que poucos dados ficaram fora dessa faixa e que, portanto, a dispersão continuou muito alta, foram então excluídas todas as linhas de dados que não ficaram dentro da faixa de 25% acima e abaixo dessa curva (figuras 4.5, 4.6, 4.9 e 4.10).

Por fim, foram retiradas manualmente, após uma análise dos gráficos com os dados medidos, as linhas de dados que possuíam medições muito atípicas em relação ao restante da série.

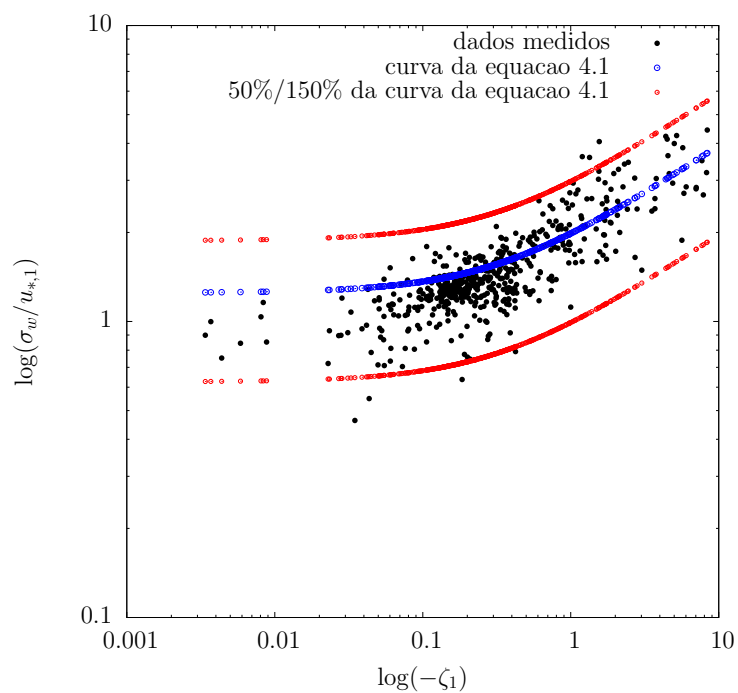


Figura 4.3: Gráfico da curva da equação 4.1 (utilizando  $u_{*,1}$ ) com uma faixa de 50% acima e abaixo da mesma.

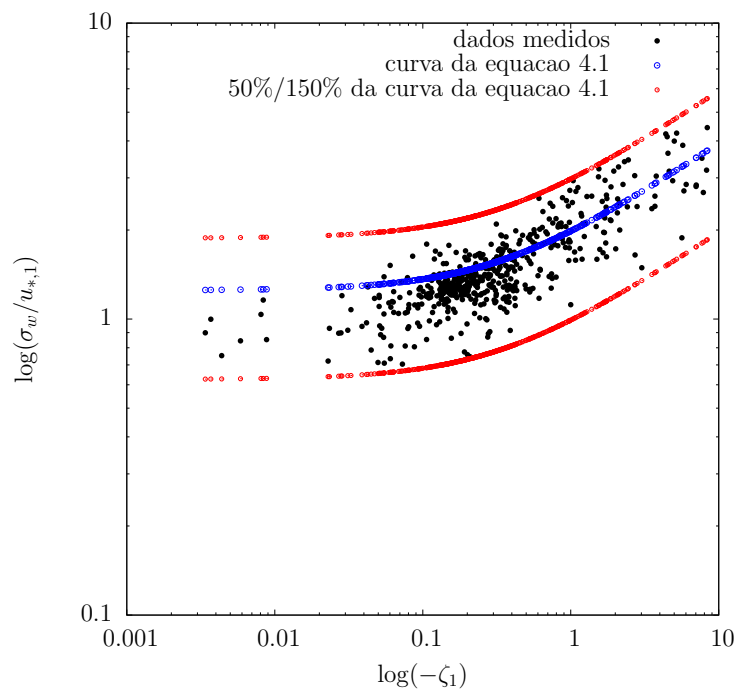


Figura 4.4: Gráfico da curva da equação 4.1 (utilizando  $u_{*,1}$ ) com uma faixa de 50% acima e abaixo da mesma após o filtro.

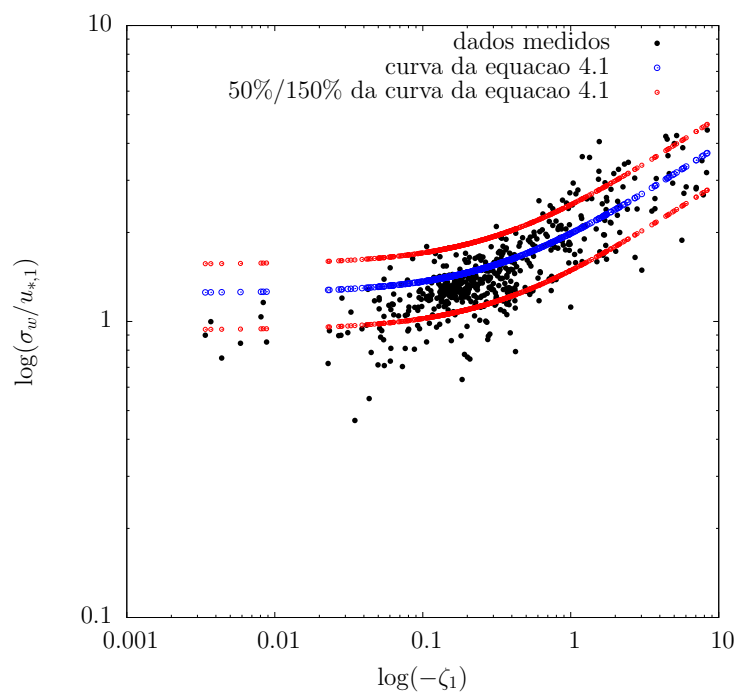


Figura 4.5: Gráfico da curva da equação 4.1 (utilizando  $u_{*,1}$ ) com uma faixa de 25% acima e abaixo da mesma.

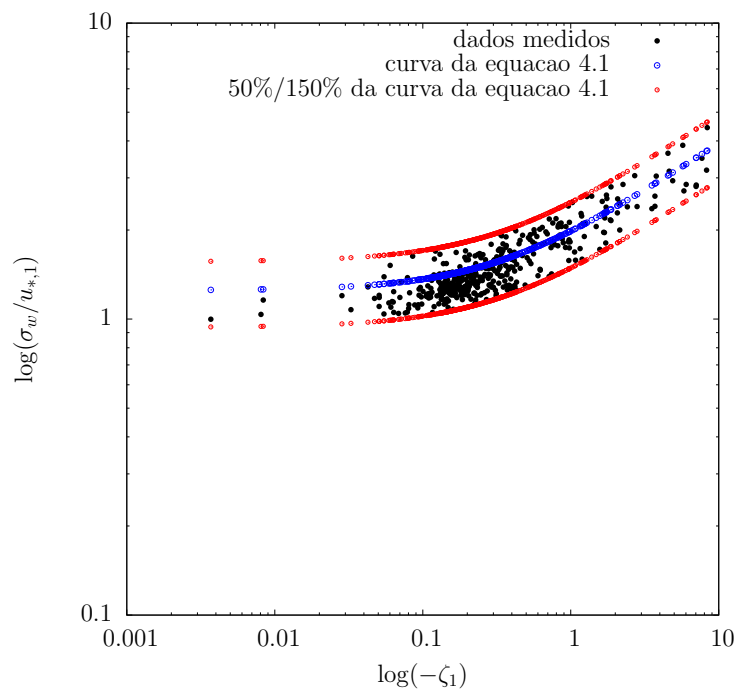


Figura 4.6: Gráfico da curva da equação 4.1 (utilizando  $u_{*,1}$ ) com uma faixa de 25% acima e abaixo da mesma após o filtro.

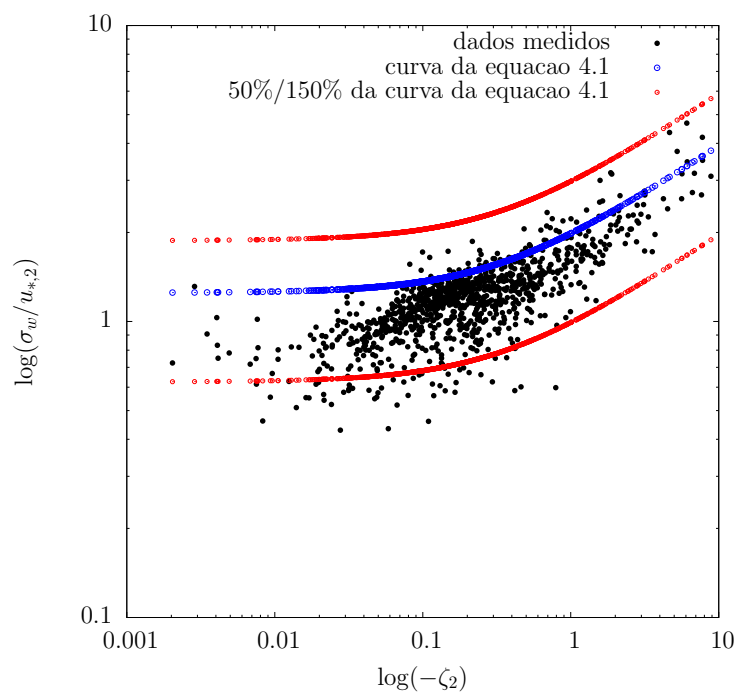


Figura 4.7: Gráfico da curva da equação 4.1 (utilizando  $u_{*,2}$ ) com uma faixa de 50% acima e abaixo da mesma.

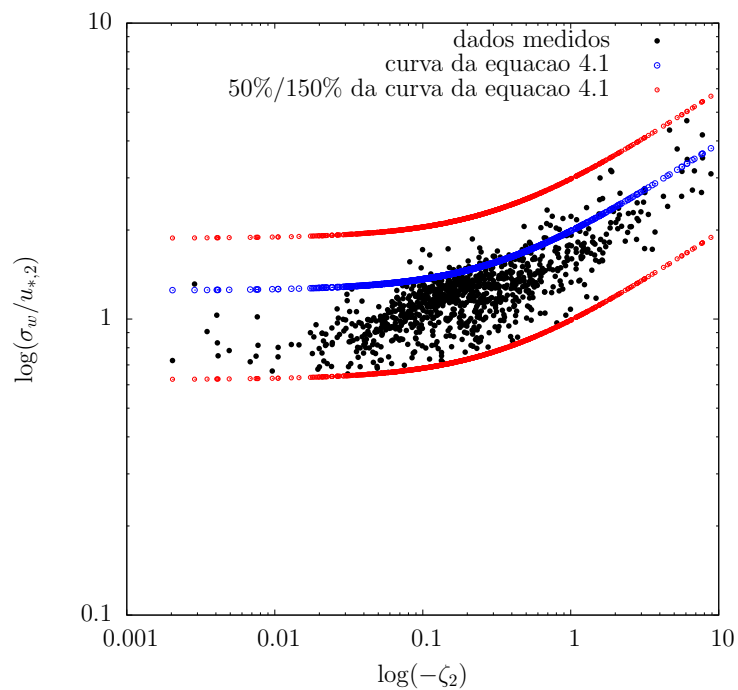


Figura 4.8: Gráfico da curva da equação 4.1 (utilizando  $u_{*,2}$ ) com uma faixa de 50% acima e abaixo da mesma após o filtro.

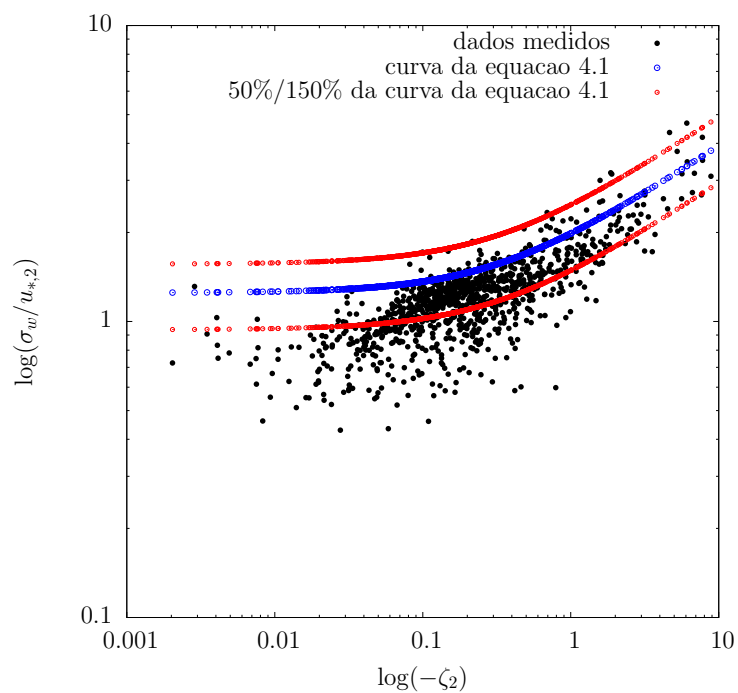


Figura 4.9: Gráfico da curva da equação 4.1 (utilizando  $u_{*,2}$ ) com uma faixa de 25% acima e abaixo da mesma.

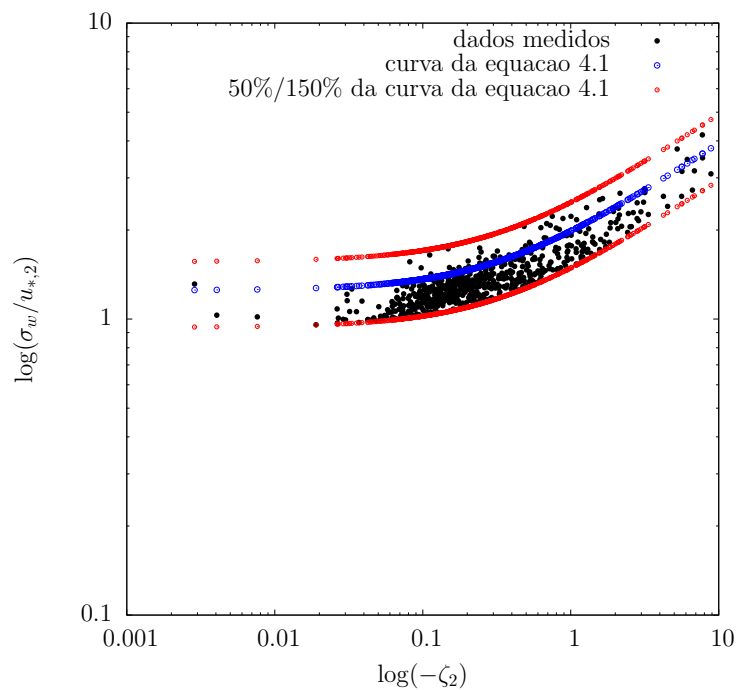


Figura 4.10: Gráfico da curva da equação 4.1 (utilizando  $u_{*,2}$ ) com uma faixa de 25% acima e abaixo da mesma após o filtro.

### 4.3 Dados utilizados

Como dito na seção anterior, os dados utilizados foram medidos entre 22 de Julho e 11 de Setembro de 2004 e as suas médias foram calculadas a cada meia hora. Entre os equipamentos utilizados nessa estação, estão: um anemômetro sônico (Young 81000); um analisador infravermelho de gases (Licor LI7500); um sensor de umidade capacitivo (CSI CS500); dois termopares (CSI FW03); e um sensor de temperatura para medir a temperatura da superfície da água.

A Tabela 4.1 lista todos os parâmetros que foram medidos e suas respectivas unidades.

Tabela 4.1: Lista dos parâmetros medidos.

Variável	Descrição	Unidade
$u$	velocidade média do vento vindo da direção x	$\text{m s}^{-1}$
$v$	velocidade média do vento vindo da direção y	$\text{m s}^{-1}$
$w$	velocidade média do vento vindo da direção w	$\text{m s}^{-1}$
$T_{ar}$	temperatura média do ar	$^{\circ}\text{C}$
$T_0$	temperatura média da superfície do lago	$^{\circ}\text{C}$
$\rho_v$	densidade do vapor d'água	$\text{g m}^{-3}$
$P_{atm}$	pressão atmosférica	kPa
$\overline{u'w'}$	covariância entre $u$ e $w$	-
$\overline{u'v'}$	covariância entre $u$ e $v$	-
$\overline{v'w'}$	covariância entre $v$ e $w$	-
$\overline{w'q'}$	covariância entre $w$ e $q$	-
$\overline{w'T'_{ar}}$	covariância entre $u$ e $T_{ar}$	-
$z$	altura da medição em relação à superfície do lago	m
$R_l$	radiação líquida incidente	$\text{W m}^{-2}$
$H$	fluxo de calor sensível	$\text{W m}^{-2}$
$LE$	fluxo de calor latente	$\text{W m}^{-2}$

As Figuras 4.3 a 4.19 representam as medições de alguns dos parâmetros acima (temperatura, pressão, velocidade do vento, fluxos de calor, etc.) em função do tempo. É importante ressaltar que esses gráficos representam os dados medidos antes e depois do controle de qualidade, o qual foi explicado na seção anterior.

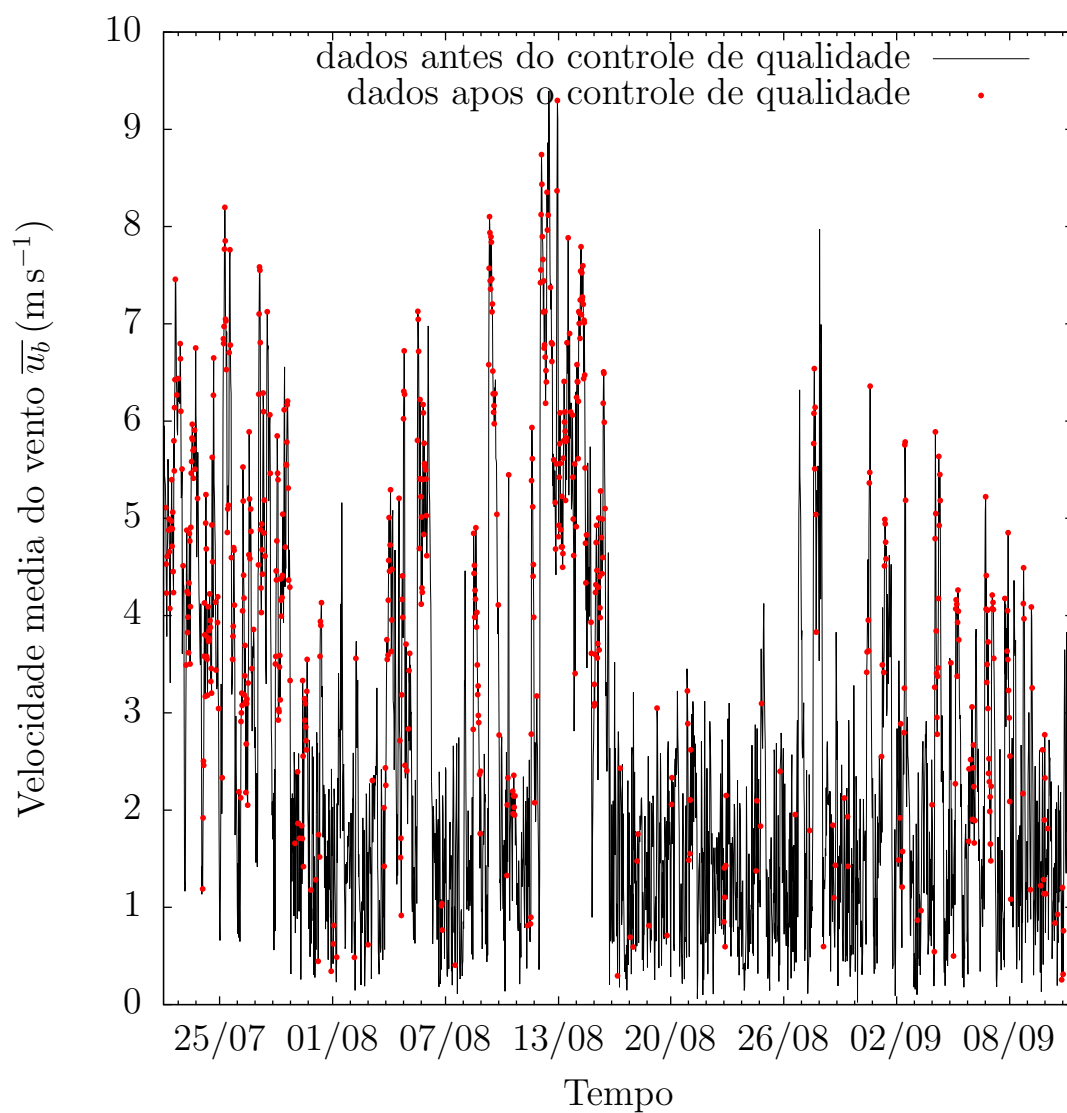


Figura 4.11: Velocidade média do vento em relação ao tempo.

Analisando a Figura 4.3, é possível notar uma grande variação do módulo da velocidade média do vento, o qual se mantém, em média, entre 0 e  $3 \text{ m s}^{-1}$ , mas possui valores que passam de  $9 \text{ m s}^{-1}$ .

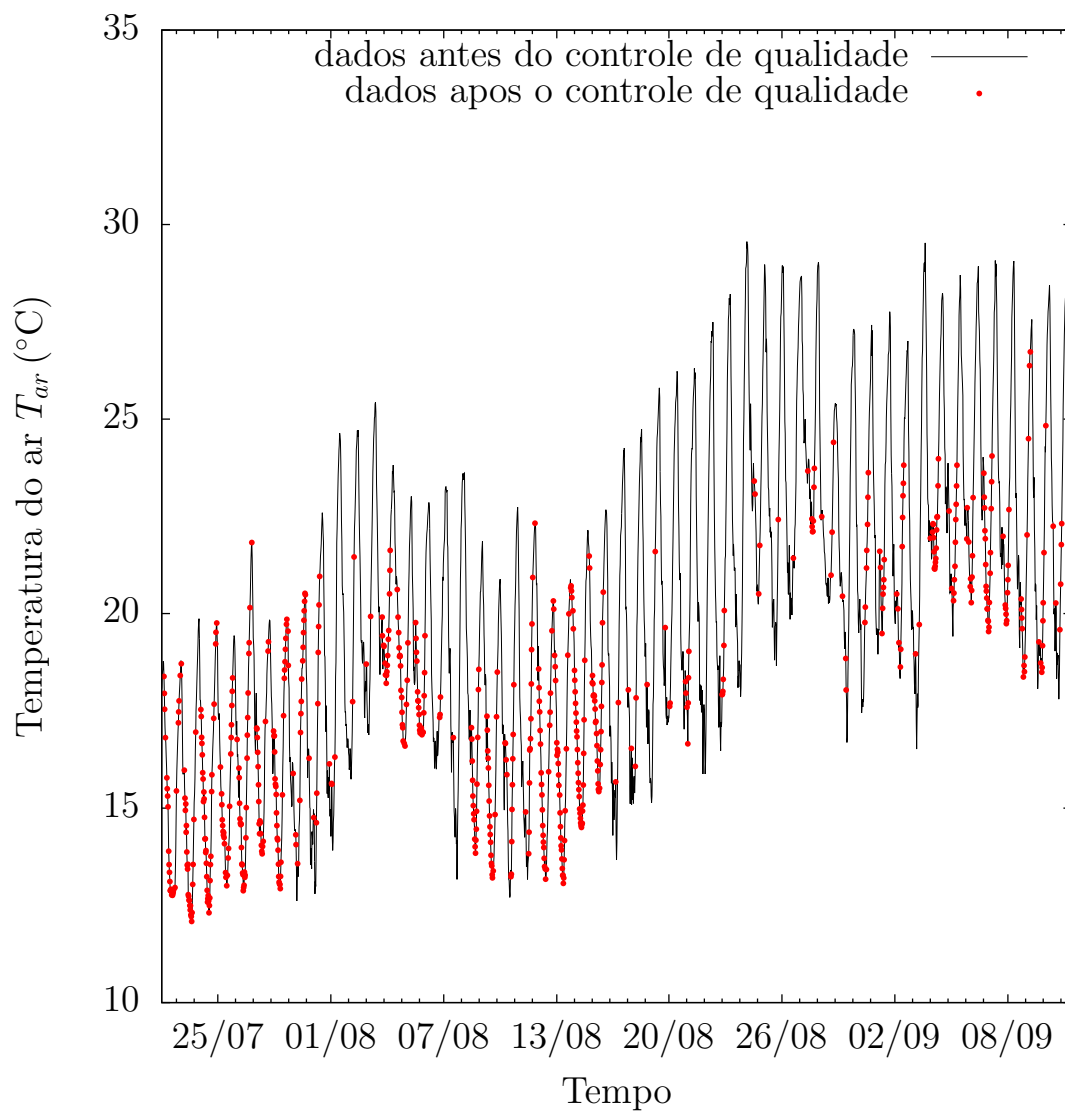


Figura 4.12: Temperatura média do ar em relação ao tempo.

Analisando os dados de temperatura média do ar representados pela Figura 4.12, é possível notar um aumento gradual da temperatura durante o período estudado. No começo das medições, seus picos iam até, em média, 20°C, e no final os mesmos chegaram a 30°C. Esse aumento era de se esperar visto que esse período compreende o final do inverno.

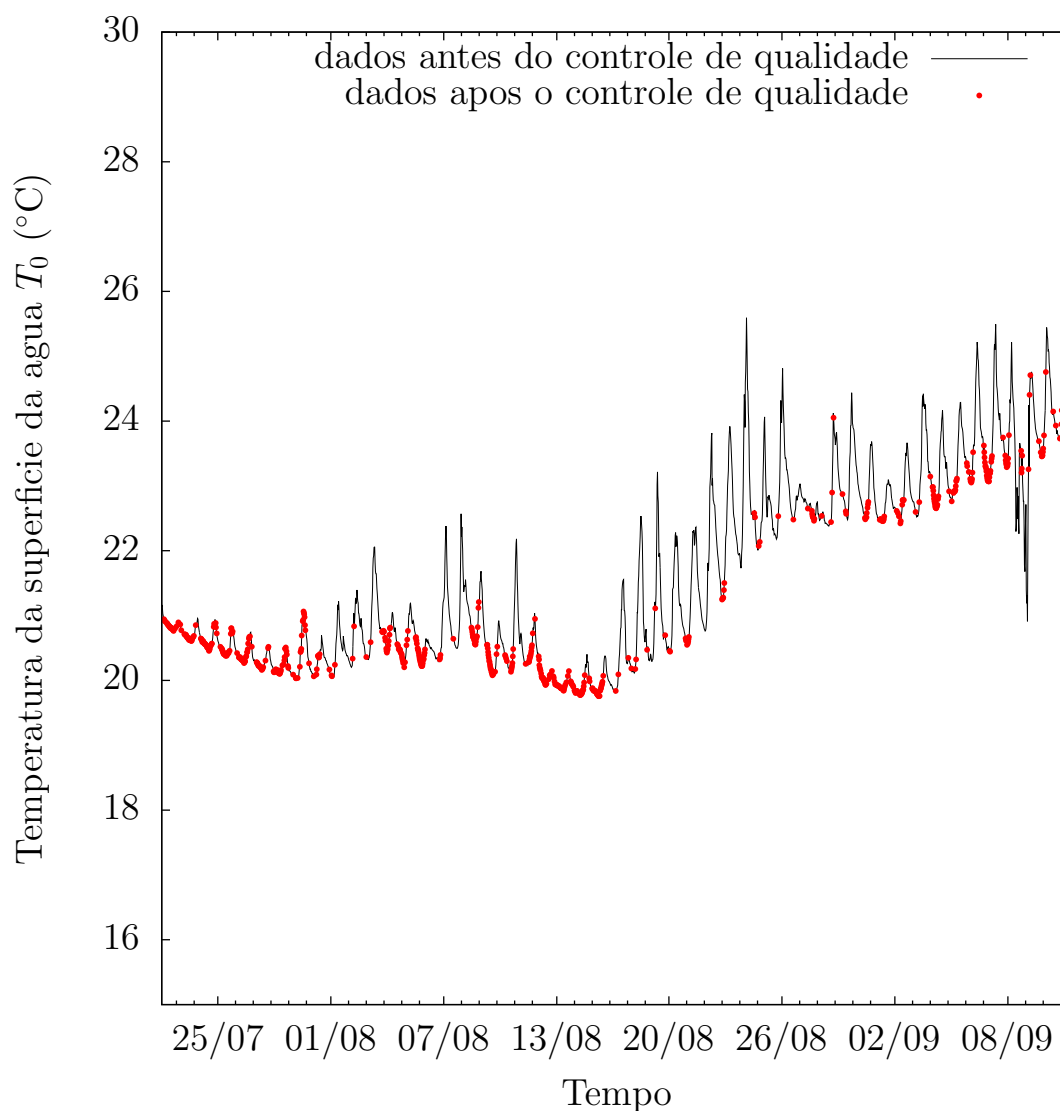


Figura 4.13: Temperatura média da superfície d'água em relação ao tempo.

Analisando a Figura 4.13, observa-se um aumento gradual da temperatura da superfície da água a partir do dia 16 de Agosto. Também é possível notar uma queda visível no registro da temperatura próximo ao dia 8 de Novembro, o que pode ter sido provocada por um erro de medição, como por exemplo, o sensor ter medido a temperatura do ar em vez de medir a temperatura da superfície do lago. Portanto, optou-se por retirar no controle de dados as medições que geraram esse vale.

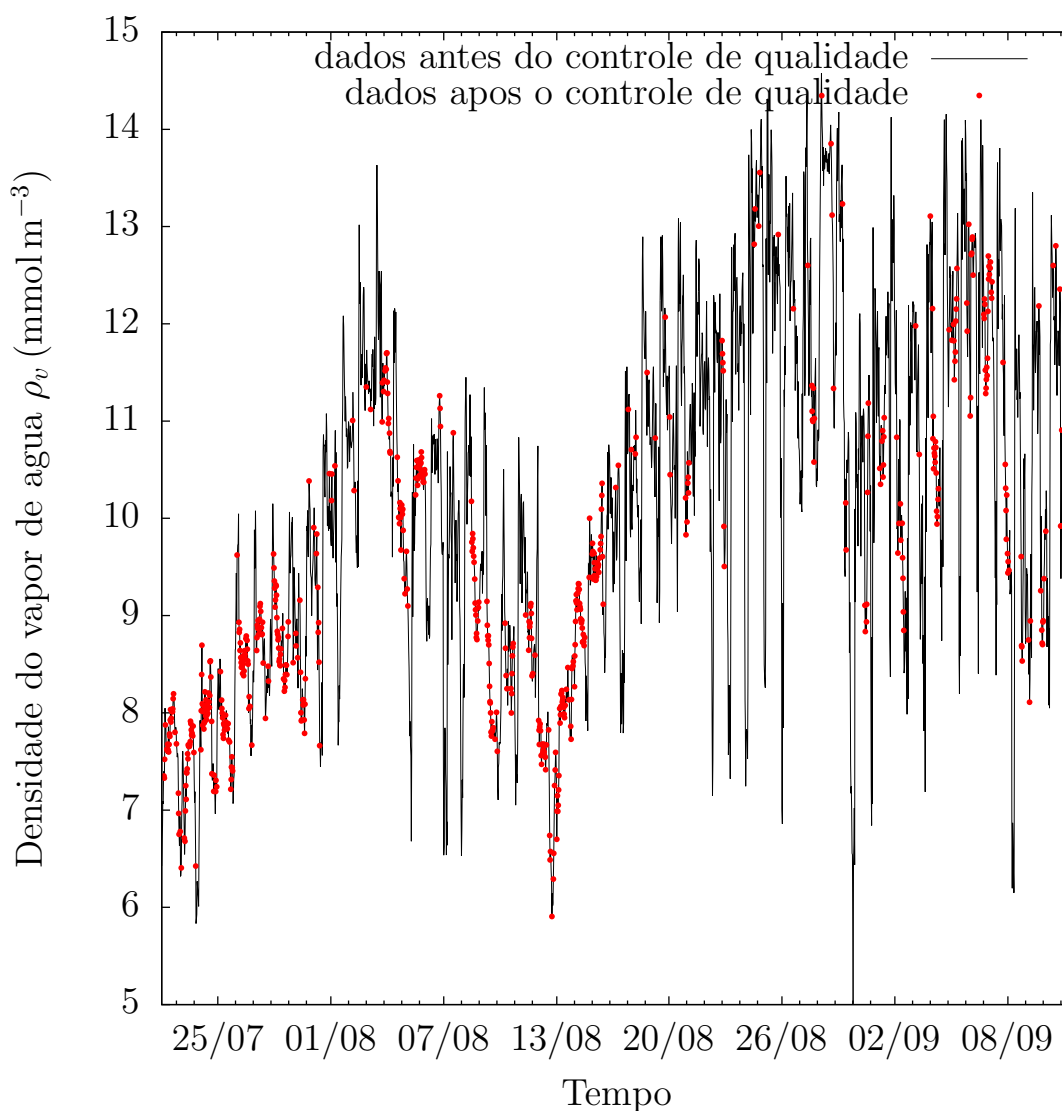


Figura 4.14: Densidade do vapor d'água em relação ao tempo.

Através da Figura 4.14, é possível notar que a densidade do vapor d'água varia bastante no período estudado. Ela aumenta entre os dias 22 de julho e 3 de Agosto, passando de, em média,  $8 \text{ mmol m}^{-3}$  para valores de até  $14 \text{ mmol m}^{-3}$ . Após isso ocorre uma queda, onde seus valores chegam até um pouco menos de  $6 \text{ mmol m}^{-3}$ . Após o dia 13 de Agosto a densidade do vapor d'água volta a subir, se mantendo em média entre  $11 \text{ mmol m}^{-3}$  e  $13 \text{ mmol m}^{-3}$  até o fim da série.

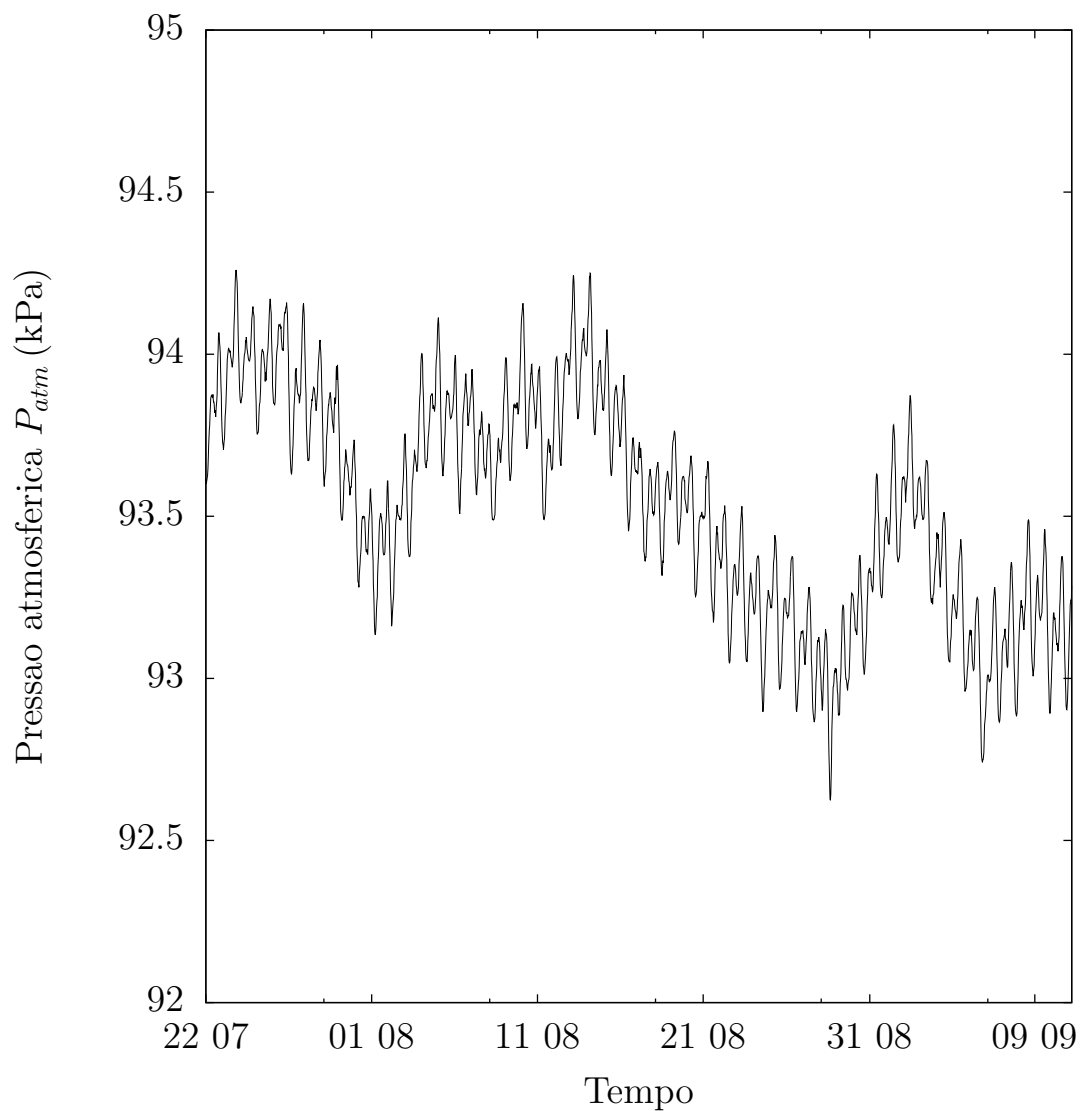


Figura 4.15: Pressão atmosférica em relação ao tempo.

Através da Figura 4.15 possível perceber que o perfil da pressão atmosférica apresenta, de forma geral, um comportamento inverso ao da densidade de vapor d'água. Como exemplo, é possível notar um pico negativo nos mesmos dias em que foi observado o primeiro pico positivo na Figura 4.14. Isto pode ser explicado pelo fato do ar seco possuir uma maior densidade do que o vapor d'água, ou seja, quanto maior a umidade do ar, menor a sua densidade, implicando assim que a pressão exercida pelo ar seja menor.

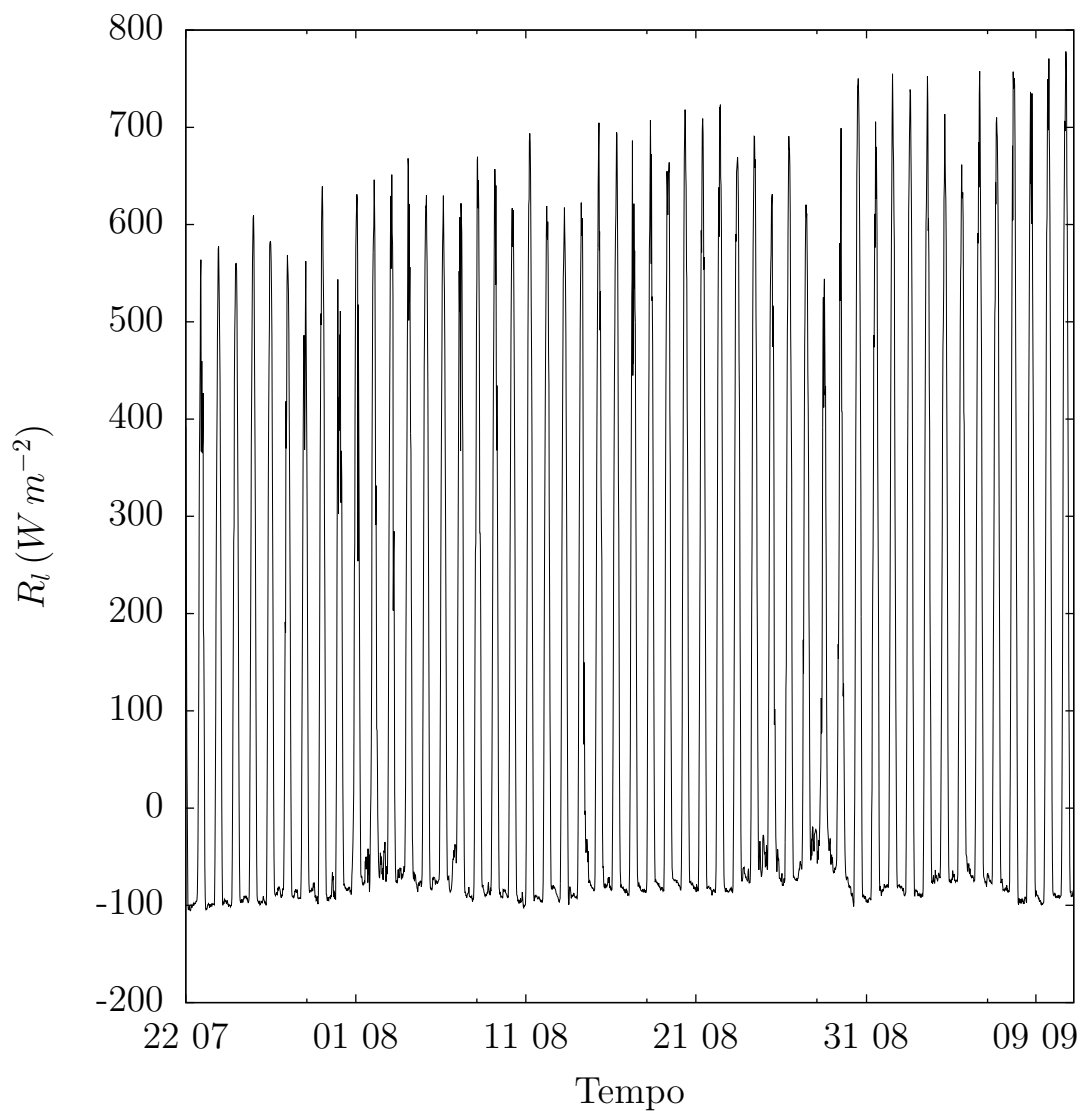


Figura 4.16: Radiação média líquida incidente no reservatório em relação ao tempo.

O gráfico representado pela Figura 4.16 apresenta a radiação líquida incidente na estação meteorológica. Os valores negativos representam, de forma geral, as noites, onde o fluxo do calor é do lago para a atmosfera. Os valores positivos representam o período do dia, onde o fluxo de calor é para o lago. É possível notar também que os valores vão aumentando gradualmente ao longo da série temporal, fato esperado visto que é quase final do inverno.

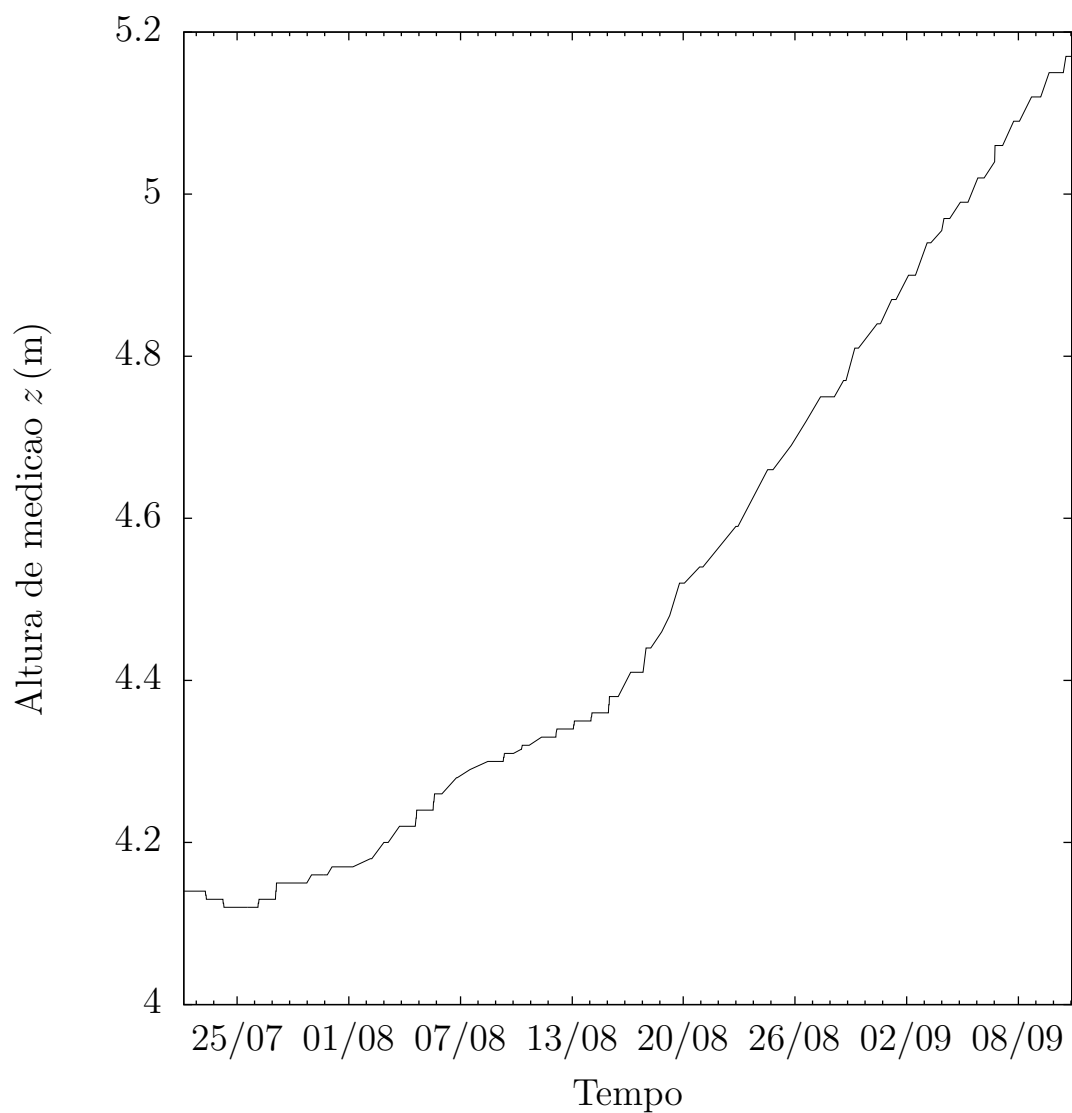


Figura 4.17: Altura das medições em relação ao nível do lago em relação ao tempo.

Através da Figura 4.17, é possível notar um aumento de  $z$  (cerca de 1m durante o período de medição), explicitando assim uma diminuição do nível d'água do reservatório. É possível notar também um efeito de “escada” no gráfico, que pode ter sido gerado por intervalos longos de tempo entre duas medições consecutivas.

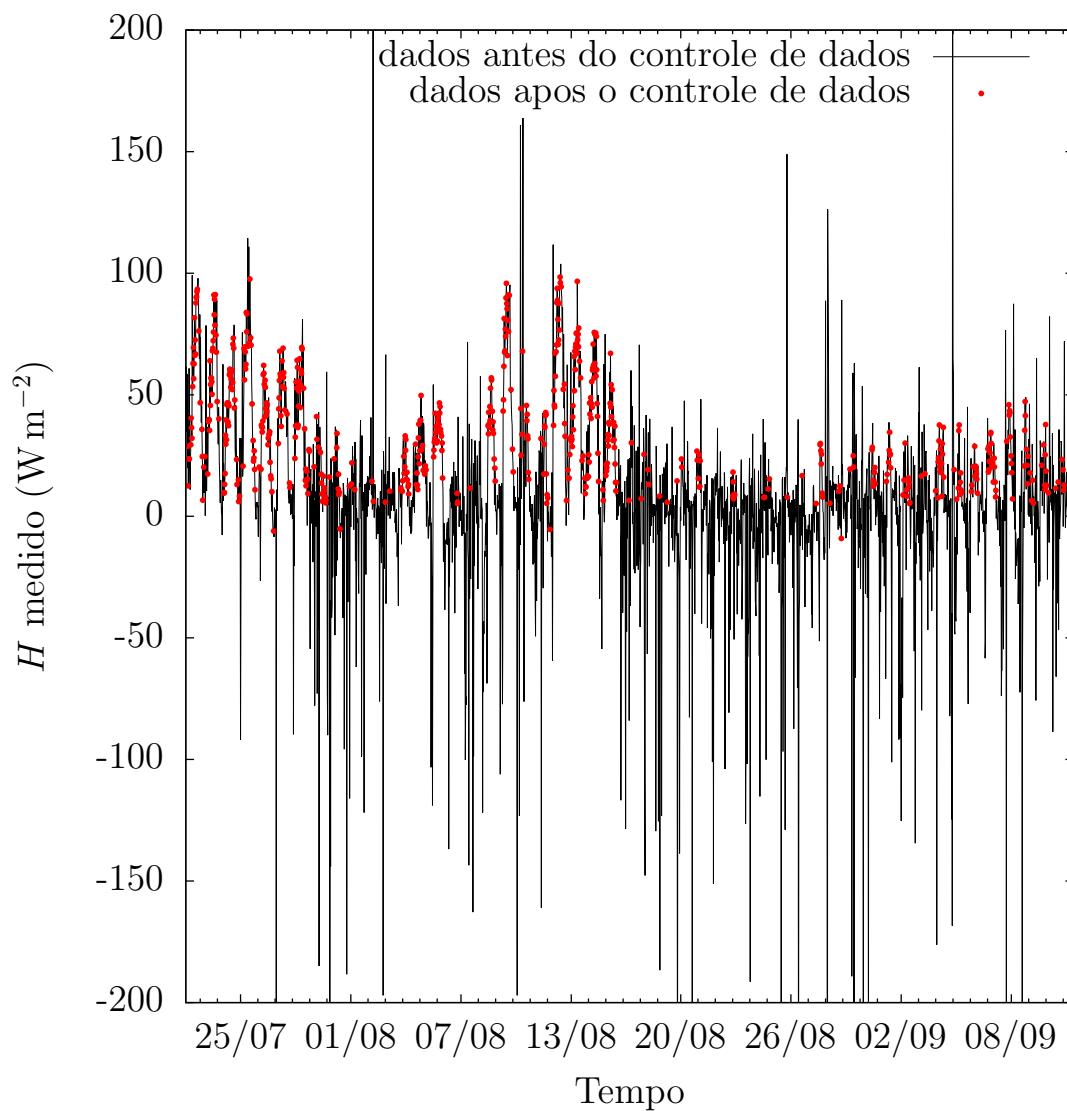


Figura 4.18: Fluxo de calor sensível em relação ao tempo.

Através da Figura 4.18, a qual representa o fluxo de calor sensível, é possível verificar uma constante alternância entre os valores negativos (calor sendo absorvido pelo reservatório) e positivos (calor sendo emanado pelo reservatório). Os valores que estão fora do padrão da série foram retirados pelo controle de qualidade dos dados, conforme foi explicado anteriormente.

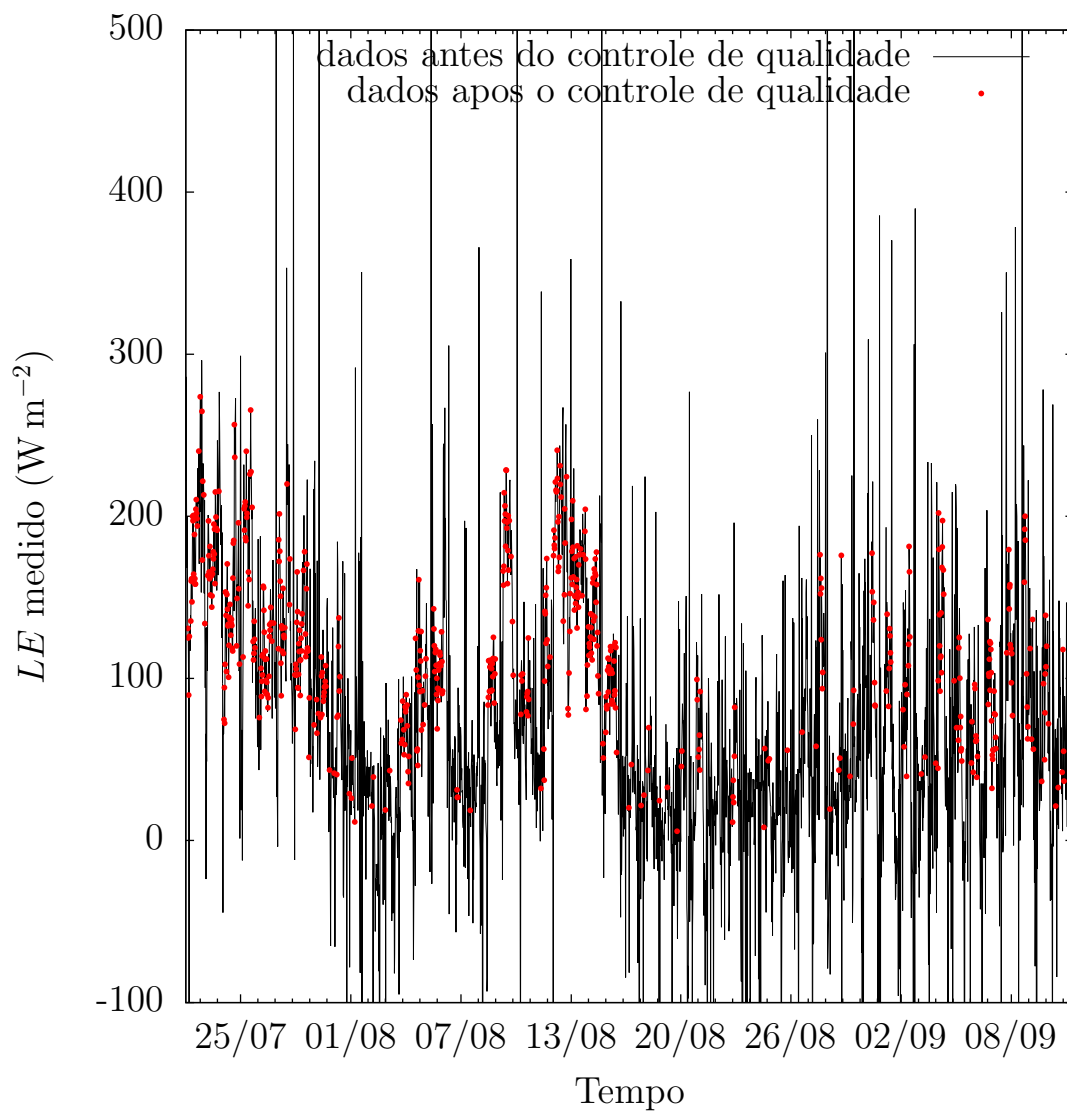


Figura 4.19: Fluxo de calor latente em relação ao tempo.

Através da Figura 4.19, a qual representa o fluxo de calor latente  $LE$ , também é possível notar a variação entre os valores negativos (calor sendo absorvido pelo reservatório) e positivos (calor sendo emanado pelo reservatório). Os valores que estão fora do padrão da série também foram retirados pelo controle de qualidade dos dados.

# Capítulo 5

## Resultados e análises

Neste capítulo serão apresentadas, em forma de gráficos e tabelas, os principais resultados obtidos neste trabalho, bem como uma análise dos mesmos.

Primeiramente, na seção 5.1, será apresentada uma comparação entre o fluxo de calor latente  $LE$  medido através do método das covariâncias turbulentas (MCT), mostrado na seção 3.6, e o estimado obtido com um método mais simples de estimativa de evaporação, que é o método de transferência de massa, abordado na seção 3.5.

Já na seção 5.2, serão apresentados os resultados obtidos utilizando a teoria de similaridade de Monin-Obukhov, a qual foi abordada na seção 3.7. Essa seção irá mostrar os resultados obtidos no cálculo do  $REQM$  (assunto abordado na seção 3.8.1) utilizando  $z_{0\tau}$  variável (equação 3.54) e constante. Posteriormente, serão apresentadas as comparações entre a velocidade de atrito  $u_*$  e os fluxos superficiais  $\tau$ ,  $H$  e  $LE$  medidos através do MCT e estimados através da teoria de monin-Obukhov.

### 5.1 Estimativas obtidas utilizando o método de transferência de massa

Nesta seção serão apresentados os resultados obtidos utilizando o método de transferência de massa com as constantes de Penman, abordado na seção 3.5. Este método é o mais simples utilizado neste trabalho, visto que o mesmo não considera os efeitos de instabilidade que ocorrem na camada limite atmosférica.

Para aplicar os método de Transferência de Massa foram calculadas as pressões de saturação de vapor d'água ( $\bar{e}_*(T_0)$ ) e a pressão parcial de vapor d'água do ar ( $\bar{e}_a$ ) como foi explicado na 3.5. Aplicando esses valores e os dados de velocidade do vento na equação

(3.14) e utilizando os valores já citados das constantes  $a$  e  $b$ , foi possível estimar o fluxo de calor latente  $LE$  no lago por este método.

O gráfico 5.1 compara o fluxo de calor latente  $LE$  estimado por este método com o medido pelo método das covariâncias turbulentas (equação 3.23), o qual foi apresentado no gráfico 4.19.

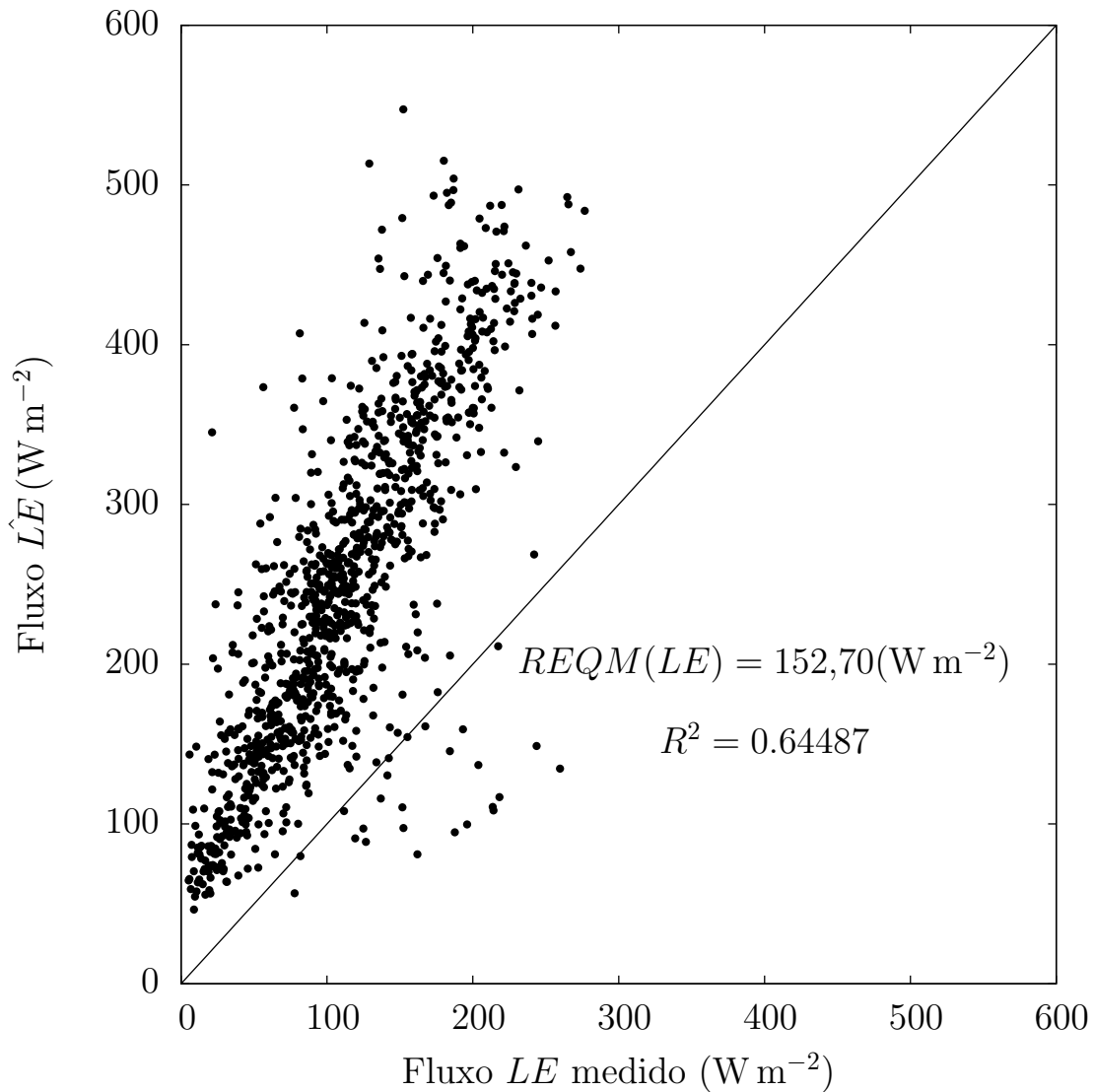


Figura 5.1: Comparação entre o fluxo de calor latente estimado pelo método de Transferência de Massa (equação 3.14) e o medido pelo MCT (3.23).

Analisando o gráfico 5.1, é possível notar que o fluxo de calor latente  $LE$  é superestimado em quase toda série temporal, visto que quase todos os pontos estão acima da linha de  $45^\circ$ . Isso explica o elevado  $REQM(LE)$  (calculado pela equação 3.56), já que existe uma considerável diferença entre as estimativas e medições. Porém, é observado também que o gráfico não possui uma dispersão muito grande, fato que também pode ser visto

pelo valor de  $R^2$ .

## 5.2 Estimativas obtidas utilizando a teoria de Monin-Obukhov

Nesta seção serão apresentados as estimativas obtidas da velocidade de atrito  $u_*$  e dos fluxos  $\tau$ ,  $H$  e  $LE$  através da teoria de Monin-Obukhov.

As estimativas obtidas neste trabalho são as melhores estimativas possíveis para esse conjunto de dados utilizados. Isto deve-se ao fato de que a variável adimensional de estabilidade de Obukhov ( $\zeta$ ) utilizada para gerar essas estimativas foi calculada, através da equação 3.34, utilizando os dados medidos, ou seja,  $\zeta$  neste trabalho pode ser considerado um parâmetro medido.

Aqui, todos os parâmetros estimados com  $u_{*,1}$  terão um subíndice igual a 1 e todos os parâmetros estimados com  $u_{*,2}$  terão um subíndice igual a 2. É válido ressaltar também que o termo “condições neutras” refere-se aos cálculos das estimativas que foram feitos com  $\zeta = 0$  e o termo “condições instáveis” refere-se aos cálculos das estimativas que foram feitos com  $\zeta < 0$ .

Primeiramente, serão apresentados os resultados obtidos no cálculo do  $REQM$  (equação 3.56), o qual foi utilizado para escolher o  $z_{0\tau}$  que gerasse as melhores estimativas do  $u_*$  para cada tipo de situação.

Como explicado anteriormente na seção 3.8.1, foi calculado o  $REQM$ , para condições neutras e instáveis, para comparar as estimativas de  $u_*$ , tanto  $\hat{u}_{*,1}$  como  $\hat{u}_{*,2}$ , com as suas respectivas medições para todo o conjunto de dados.

Após  $\zeta$  ter sido calculado para todas as medições dos parâmetros, foram calculadas as estimativas  $\hat{u}_{*,1}$  e  $\hat{u}_{*,2}$ , primeiramente considerando a rugosidade  $z_{0\tau}$  uma variável (equação 3.54), onde variou-se a constante de Charnock ( $\alpha$ ) de 0,001 até 1,0. Após isso, foi averiguado qual o valor de  $\alpha$  que gerou o menor  $REQM(u_*)$  calculado. Esse valor então foi escolhido para ser utilizado no cálculo das estimativas de  $u_*$ . Analogamente, o mesmo processo foi feito com  $z_{0\tau}$  constante, onde variou-se diretamente o  $z_{0\tau}$  de 0,00001 até 1,0 m.

Nas Tabelas 5.1, 5.2, 5.3 e 5.4 é possível encontrar um resumo dos resultados obtidos do cálculo de  $REQM$  para o  $u_{*,1}$ . Já nas Tabelas 5.5, 5.6, 5.7 e 5.8 é possível encontrar um resumo dos resultados obtidos para o  $u_{*,2}$ .

Com os valores de  $\alpha$  e  $z_{0\tau}$  escolhidos e os resultados obtidos das estimativas  $\hat{u}_{*,1}$  e  $\hat{u}_{*,2}$ , foi possível estimar os fluxos superficiais  $\tau$ ,  $H$  e  $LE$  com as equações 3.44, 3.45 e 3.46,

respectivamente. As Tabelas 5.9, 5.11 e 5.12 fazem um resumo de todas as estimativas obtidas neste trabalho, as quais são representadas pelas figuras nas subseções 5.2.1 e 5.2.2.

Analisando a Tabela 5.9, observa-se que as melhores estimativas de  $u_*$  foram obtidas utilizando a velocidade de atrito  $u_{*,2}$  medida pelo segundo modo (equação 3.33), sendo que as melhores de todas são aquelas que consideraram o  $\zeta = 0$  e o  $z_{0\tau}$  como não constante (Figura 5.22). Observa-se também que, para todos os casos, a adição do termo de instabilidade ( $\psi_\tau$ ), ou seja, considerando as condições como instáveis ( $\zeta < 0$ ), provocou uma piora nas estimativas. Também é observada uma significativa piora nas estimativas quando é utilizado o  $z_{0\tau}$  como uma constante, e não como uma variável.

Já analisando a Tabela 5.11, é possível observar que as estimativas feitas do fluxo de calor sensível  $H$  com  $u_{*,1}$  (calculado pela equação 3.32) são, em geral, melhores do que aquelas calculadas com  $u_{*,2}$ . A adição do termo de instabilidade também provocou uma pequena piora nas estimativas de  $H$ . Porém, para o caso das que foram feitas com  $u_{*,1}$  e  $z_{0\tau}$  não constante (Figura 5.16), observou-se uma menor dispersão, visto que foi o maior coeficiente de determinação ( $R^2$ ) produzido. Já as estimativas que, em geral, mais se aproximaram das medições, ou seja, produziram o menor  $REQM(H)$ , foram aquelas calculadas com  $u_{*,1}$  e  $z_{0\tau}$  constante (Figura 5.4).

Analisando a Tabela 5.12, também observa-se para todos os casos que a adição do termo de instabilidade provocou uma piora nas estimativas, assim como utilizar  $z_{0\tau}$  constante em vez de utilizar o calculado com a equação 3.54. As estimativas que geraram o menor  $REQM(LE)$  foram aquelas calculadas com  $u_{*,1}$ ,  $\zeta = 0$  e  $z_{0\tau}$  não constante (Figura 5.9). Já as estimativas que apresentaram a menor dispersão foram aquelas calculadas com  $u_{*,2}$ ,  $\zeta = 0$  e  $z_{0\tau}$  não constante (Figura 5.25).

Tabela 5.1: Resumo dos somatórios de  $REQM(u_*)$  obtidos com  $z_{0\tau}$  variável,  $u_{*,1}$  e  $\zeta = 0$ .

$\alpha$	$REQM(u_*)(\text{m s}^{-1})$
0,00100	0,09228
⋮	⋮
0,01000	0,07380
⋮	⋮
<b>0,07000</b>	<b>0,06397</b>
⋮	⋮
0,10000	0,06452

Tabela 5.2: Resumo dos somatórios de  $REQM(u_*)$  obtidos com  $z_{0\tau}$  constante,  $u_{*,1}$  e  $\zeta = 0$ .

$z_{0\tau}$ (m)	$REQM(u_*)(\text{m s}^{-1})$
0,00001	0,08998
⋮	⋮
0,00010	0,07382
⋮	⋮
<b>0,00033</b>	<b>0,06991</b>
⋮	⋮
0,00100	0,07507
⋮	⋮
0,01000	0,13649

Tabela 5.3: Resumo dos somatórios de  $REQM(u_*)$  obtidos com  $z_{0\tau}$  variável,  $u_{*,1}$  e  $\zeta < 0$ .

$\alpha$	$REQM(u_*)(\text{m s}^{-1})$
0,0010	0,08937
⋮	⋮
0,0100	0,07212
⋮	⋮
<b>0,0390</b>	<b>0,06699</b>
⋮	⋮
0,1000	0,07100

Tabela 5.4: Resumo dos somatórios de  $REQM(u_*)$  obtidos com  $z_{0\tau}$  constante,  $u_{*,1}$  e  $\zeta < 0$ .

$z_{0\tau}$ (m)	$REQM(u_*)(\text{m s}^{-1})$
0,00001	0,08790
⋮	⋮
0,00010	0,07528
⋮	⋮
<b>0,00016</b>	<b>0,07469</b>
⋮	⋮
0,00100	0,08967
⋮	⋮
0,01000	0,17594

Tabela 5.5: Resumo dos somatórios de  $REQM(u_*)$  obtidos com  $z_{0\tau}$  variável,  $u_{*,2}$  e  $\zeta = 0$ .

$\alpha$	$REQM(u_*)(\text{m s}^{-1})$
0,00100	0,10071
⋮	⋮
0,01000	0,07985
⋮	⋮
0,10000	0,06149
⋮	⋮
<b>0,13600</b>	<b>0,06100</b>
⋮	⋮
1,00000	0,09124

Tabela 5.6: Resumo dos somatórios de  $REQM(u_*)$  obtidos com  $z_{0\tau}$  constante,  $u_{*,2}$  e  $\zeta = 0$ .

$z_{0\tau}$ (m)	$REQM(u_*)(\text{m s}^{-1})$
0,00001	0,09840
$\vdots$	$\vdots$
0,00010	0,07821
$\vdots$	$\vdots$
<b>0,00082</b>	<b>0,06563</b>
$\vdots$	$\vdots$
0,00100	0,06585
$\vdots$	$\vdots$
0,01000	0,11069

Tabela 5.7: Resumo dos somatórios de  $REQM(u_*)$  obtidos com  $z_{0\tau}$  variável,  $u_{*,2}$  e  $\zeta < 0$ .

$\alpha$	$REQM(u_*)(\text{m s}^{-1})$
0,00100	0,09770
$\vdots$	$\vdots$
0,01000	0,07679
$\vdots$	$\vdots$
<b>0,08800</b>	<b>0,06265</b>
$\vdots$	$\vdots$
0,10000	0,06273

Tabela 5.8: Resumo dos somatórios de  $REQM(u_*)$  obtidos com  $z_{0\tau}$  constante,  $u_{*,2}$  e  $\zeta < 0$ .

$z_{0\tau}$ (m)	$REQM(u_*)(\text{m s}^{-1})$
0,00001	0,09574
$\vdots$	$\vdots$
0,00010	0,07665
$\vdots$	$\vdots$
<b>0,00045</b>	<b>0,06969</b>
$\vdots$	$\vdots$
0,00100	0,07298
$\vdots$	$\vdots$
0,01000	0,13876

Tabela 5.9: Resumo das estimativas de  $u_*$  obtidas com  $\zeta$  medido.

Parâmetro estimado	$\zeta$	$z_{0\tau}$	$R^2$	$REQM(u_*)(\text{m s}^{-1})$
$\hat{u}_{*,1}$	= 0	não constante	0,47843	0,06397
$\hat{u}_{*,1}$	= 0	constante	0,33644	0,06991
$\hat{u}_{*,1}$	< 0	não constante	0,41569	0,06699
$\hat{u}_{*,1}$	< 0	constante	0,25585	0,07469
$\hat{u}_{*,2}$	= 0	não constante	<b>0,63518</b>	<b>0,06100</b>
$\hat{u}_{*,2}$	= 0	constante	0,50153	0,06564
$\hat{u}_{*,2}$	< 0	não constante	0,59188	0,06265
$\hat{u}_{*,2}$	< 0	constante	0,42911	0,06969

Tabela 5.10: Resumo das estimações de  $\tau$  obtidas com  $\zeta$  medido.

Parâmetro estimado	$\zeta$	$z_{0\tau}$	$R^2$	$REQM(\tau)(N\ m^{-2})$
$\hat{\tau}_1$	= 0	não constante	0,46200	<b>0,02674</b>
$\hat{\tau}_1$	= 0	constante	0,32598	0,02891
$\hat{\tau}_1$	< 0	não constante	0,40315	0,02780
$\hat{\tau}_1$	< 0	constante	0,24878	0,03064
$\hat{\tau}_2$	= 0	não constante	<b>0,66291</b>	0,02813
$\hat{\tau}_2$	= 0	constante	0,53966	0,03030
$\hat{\tau}_2$	< 0	não constante	0,62956	0,02857
$\hat{\tau}_2$	< 0	constante	0,47667	0,03193

Tabela 5.11: Resumo das estimativas de  $H$  obtidas com  $\zeta$  medido.

Parâmetro estimado	$\zeta$	$z_{0\tau}$	$R^2$	$REQM(H)(W\ m^{-2})$
$\hat{H}_1$	= 0	não constante	0,87009	12,706
$\hat{H}_1$	= 0	constante	0,86888	12,685
$\hat{H}_1$	< 0	não constante	<b>0,87923</b>	<b>11,254</b>
$\hat{H}_1$	< 0	constante	0,85787	11,699
$\hat{H}_2$	= 0	não constante	0,86806	11,752
$\hat{H}_2$	= 0	constante	0,85489	11,471
$\hat{H}_2$	< 0	não constante	0,86506	11,886
$\hat{H}_2$	< 0	constante	0,83140	11,920

Tabela 5.12: Resumo das estimativas de  $LE$  obtidas com  $\zeta$  medido.

Parâmetro estimado	$\zeta$	$z_{0\tau}$	$R^2$	$REQM(LE)(W\ m^{-2})$
$L\hat{E}_1$	= 0	não constante	0,75120	41,043
$L\hat{E}_1$	= 0	constante	0,69623	<b>40,307</b>
$L\hat{E}_1$	< 0	não constante	0,71190	52,269
$L\hat{E}_1$	< 0	constante	0,62200	52,094
$L\hat{E}_2$	= 0	não constante	<b>0,76196</b>	58,471
$L\hat{E}_2$	= 0	constante	0,70343	59,997
$L\hat{E}_2$	< 0	não constante	0,73141	71,777
$L\hat{E}_2$	< 0	constante	0,61817	72,722

### 5.2.1 Resultados obtidos utilizando $u_{*,1}$

Nessa subseção serão apresentados os gráficos que comparam as medições da velocidade de atrito  $u_{*,1}$  e dos fluxos  $\tau$ ,  $H$  e  $LE$  com suas respectivas estimativas ( $\hat{u}_{*,1}$ ,  $\hat{\tau}_1$ ,  $\hat{H}_1$  e  $\hat{LE}_1$ ) para todos os casos: condições neutras ( $\zeta = 0$ ), condições instáveis ( $\zeta < 0$ ),  $z_{0\tau}$  constante e não constante.

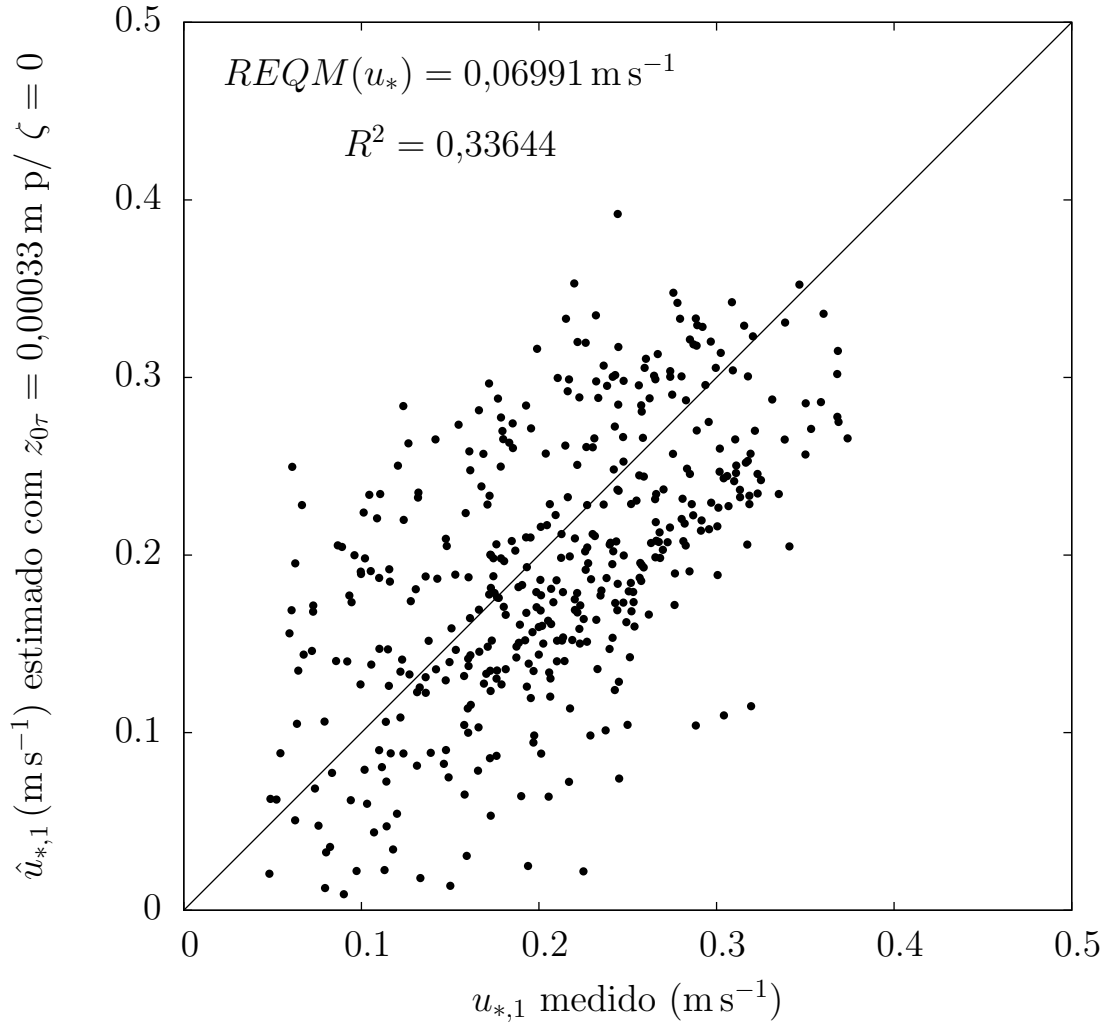


Figura 5.2: Gráfico da velocidade de atrito  $u_{*,1}$  medida  $\times$  a velocidade de atrito  $\hat{u}_*$  estimada para condições neutras ( $\zeta = 0$ ) com  $z_{0\tau}$  constante.

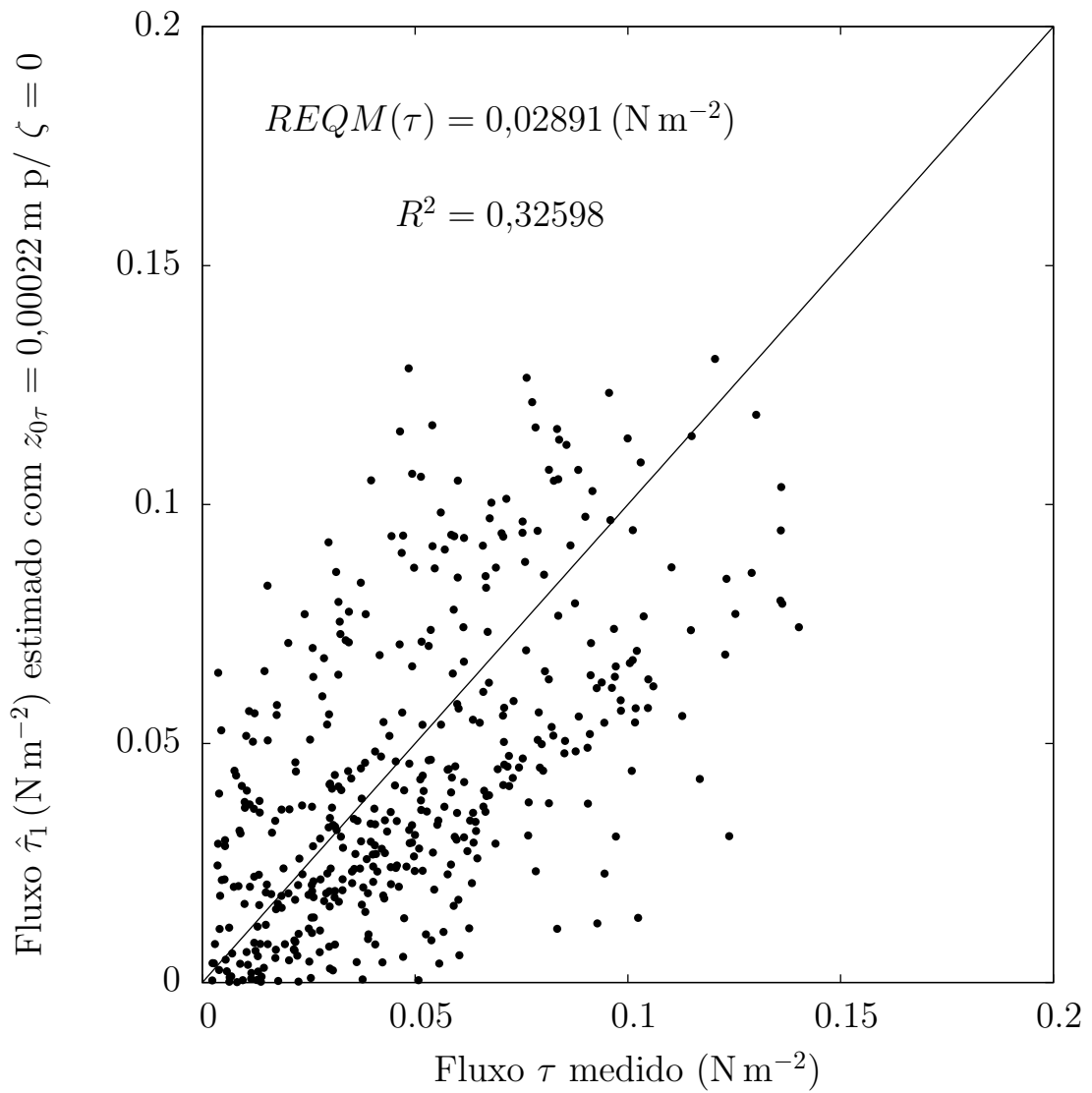


Figura 5.3: Gráfico do fluxo estimado  $\hat{\tau}_1$  estimado para condições neutras ( $\zeta = 0$ ) com  $z_{0\tau}$  constante  $\times$  fluxo  $\tau$  medido.

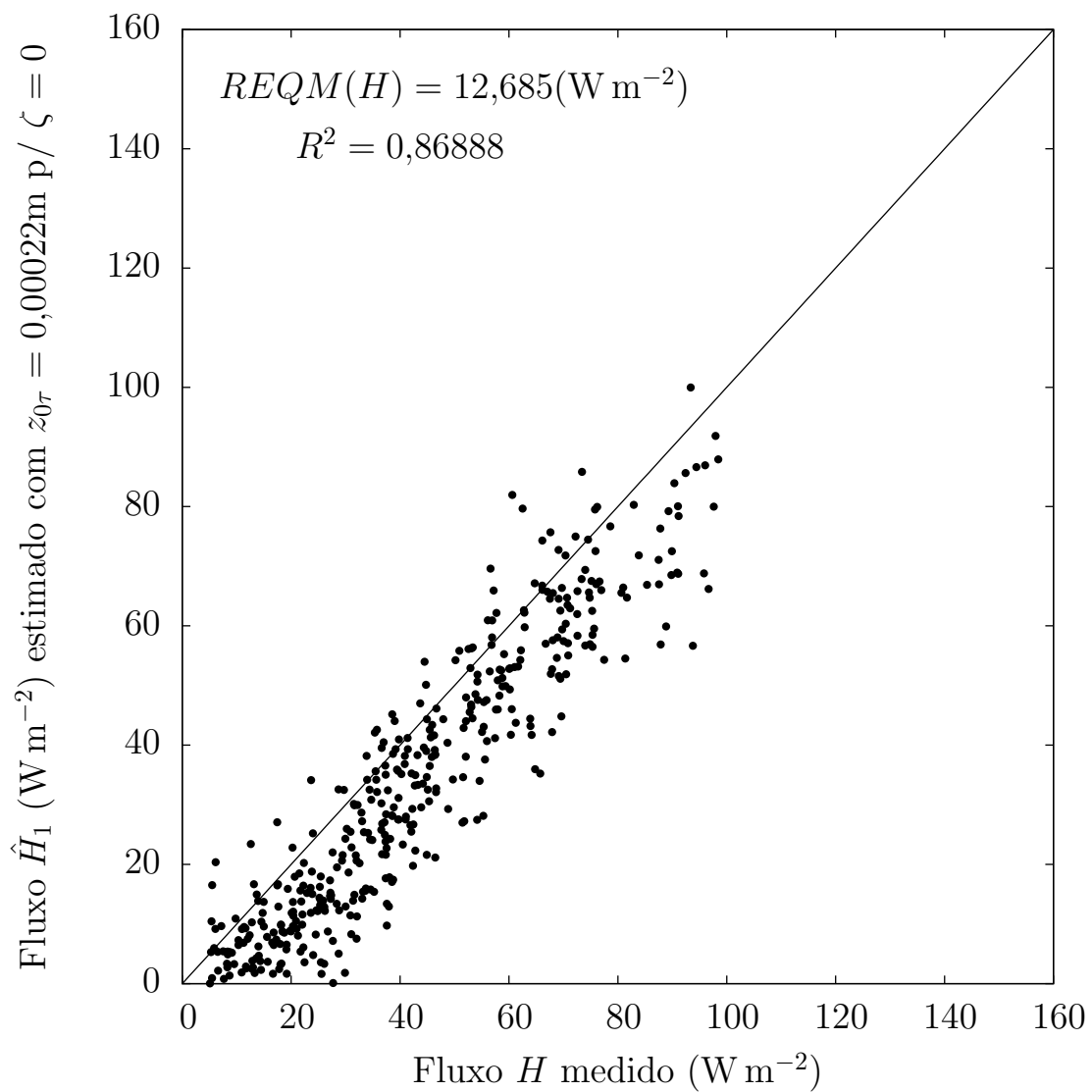


Figura 5.4: Gráfico do fluxo estimado  $\hat{H}_1$  estimado para condições neutras ( $\zeta = 0$ ) com  $z_{0r}$  constante  $\times$  fluxo  $H$  medido.

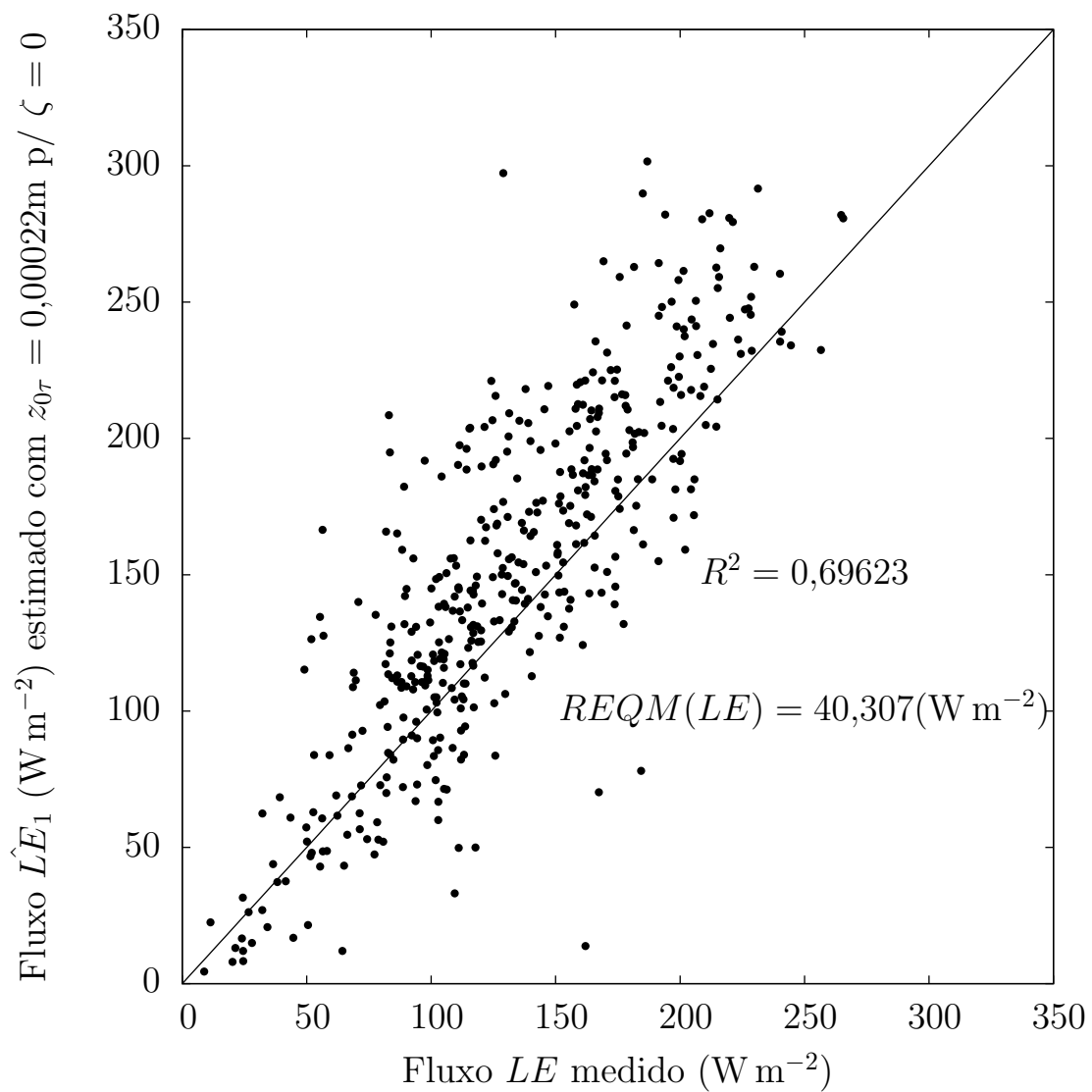


Figura 5.5: Gráfico do fluxo estimado  $\hat{L}E_1$  estimado para condições neutras ( $\zeta = 0$ ) com  $z_{0r}$  constante  $\times$  fluxo  $LE$  medido.

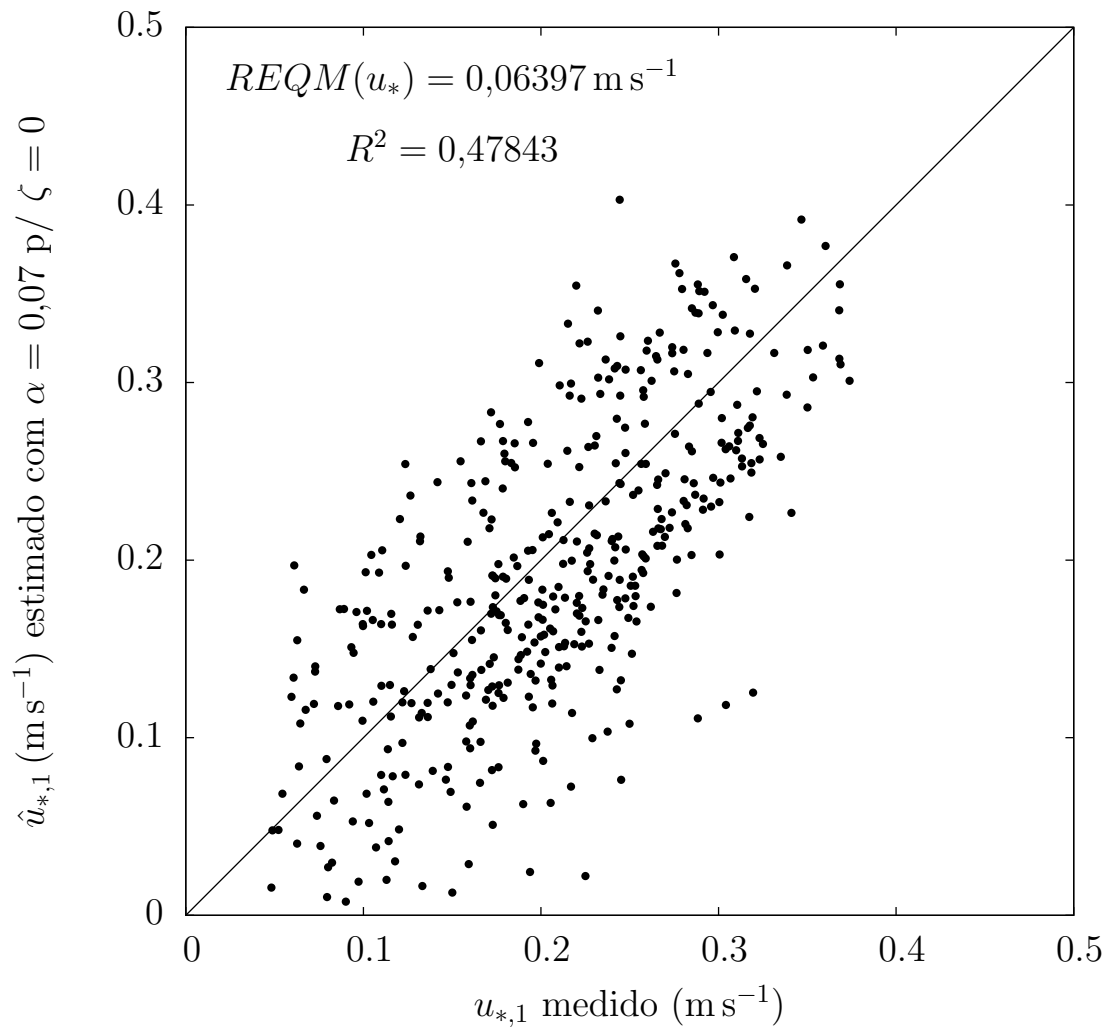


Figura 5.6: Gráfico da velocidade de atrito  $u_{*,1}$  medida  $\times$  a velocidade de atrito  $\hat{u}_*$  estimada para condições neutras ( $\zeta = 0$ ) com  $z_{0\tau}$  variando.

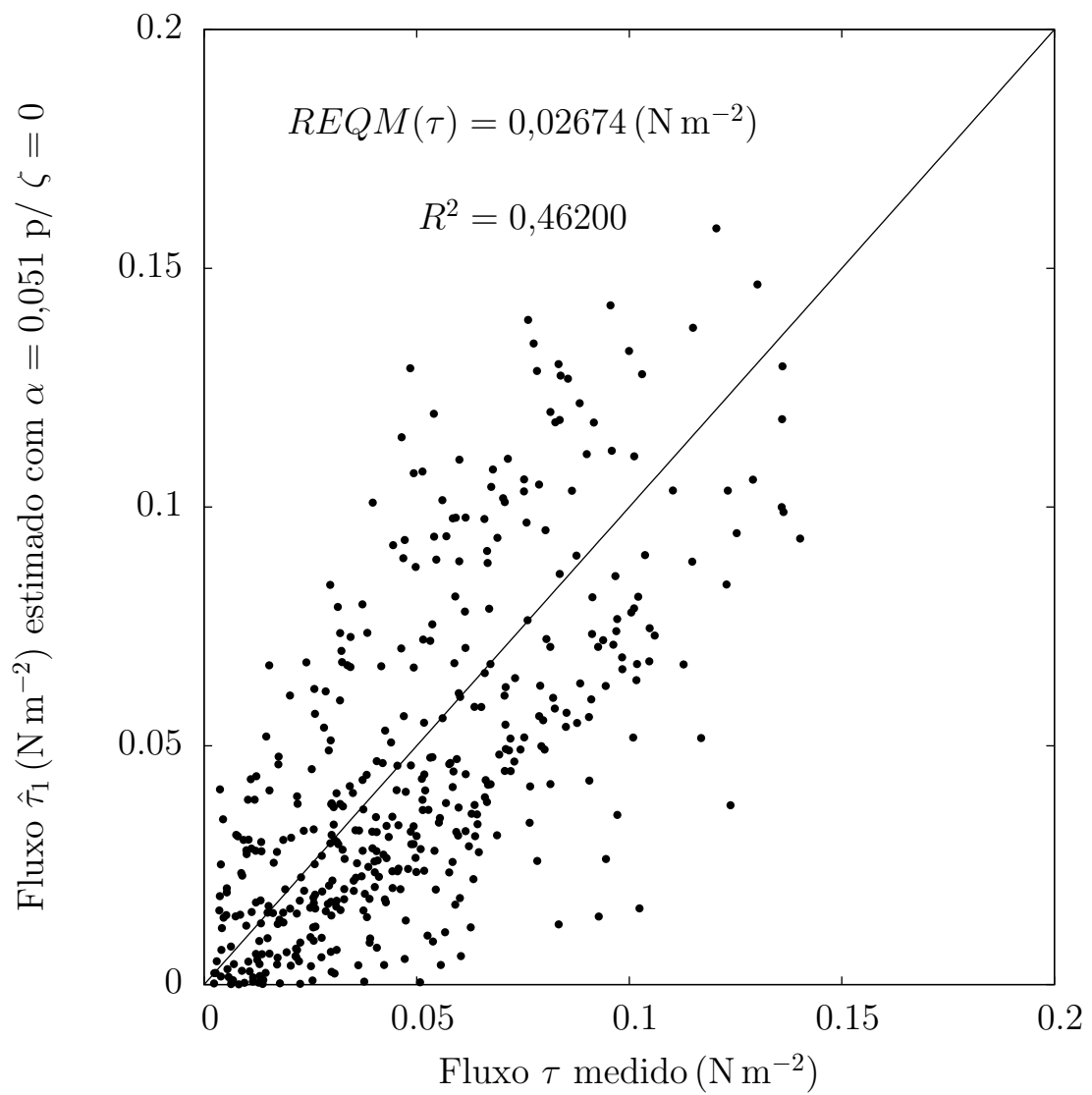


Figura 5.7: Gráfico do fluxo estimado  $\hat{\tau}_1$  estimado para condições neutras ( $\zeta = 0$ ) com  $z_{0\tau}$  variando  $\times$  fluxo  $\tau$  medido.

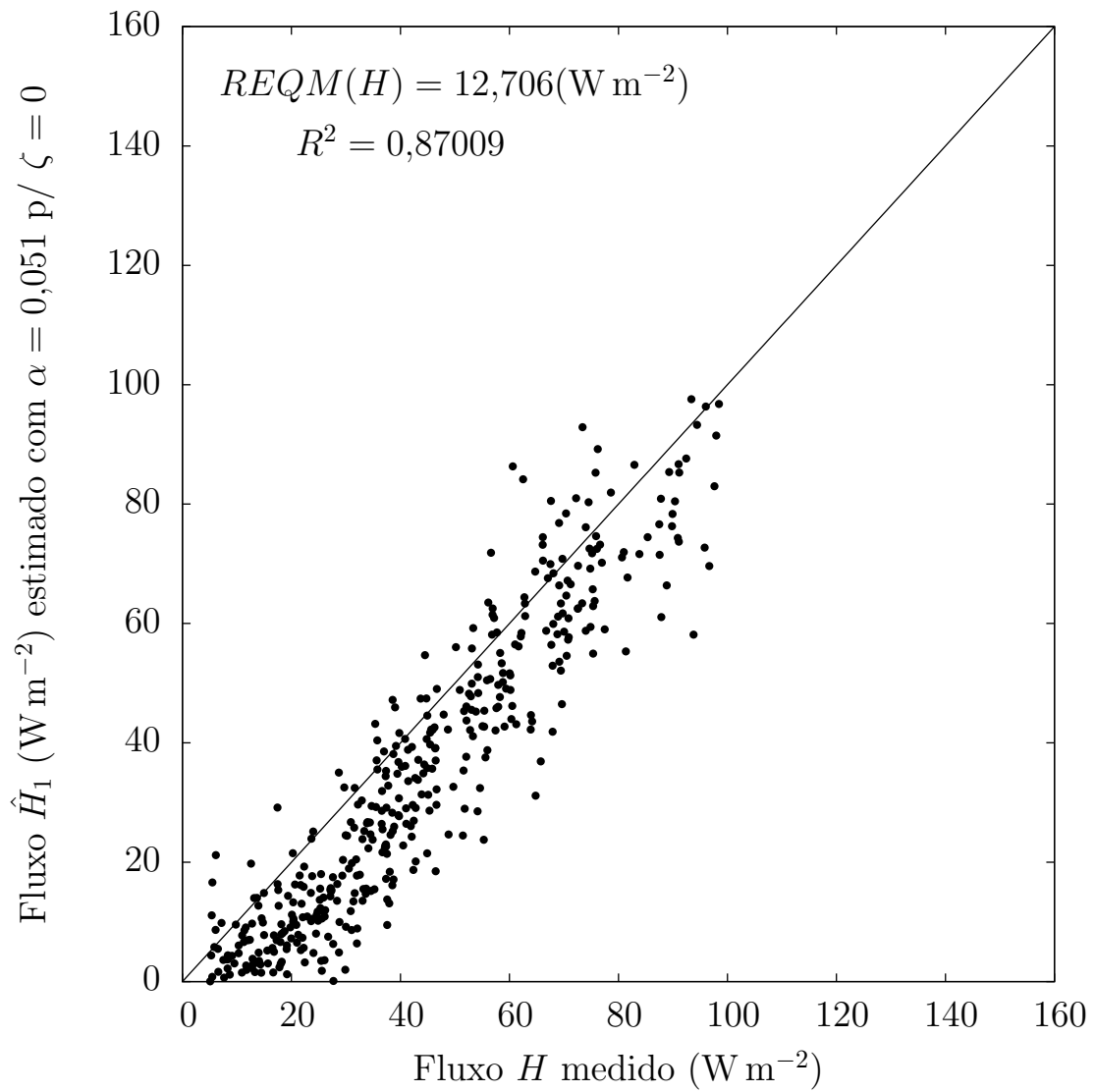


Figura 5.8: Gráfico do fluxo estimado  $\hat{H}_1$  estimado para condições neutras ( $\zeta = 0$ ) com  $z_{0\tau}$  variando  $\times$  fluxo  $H$  medido.

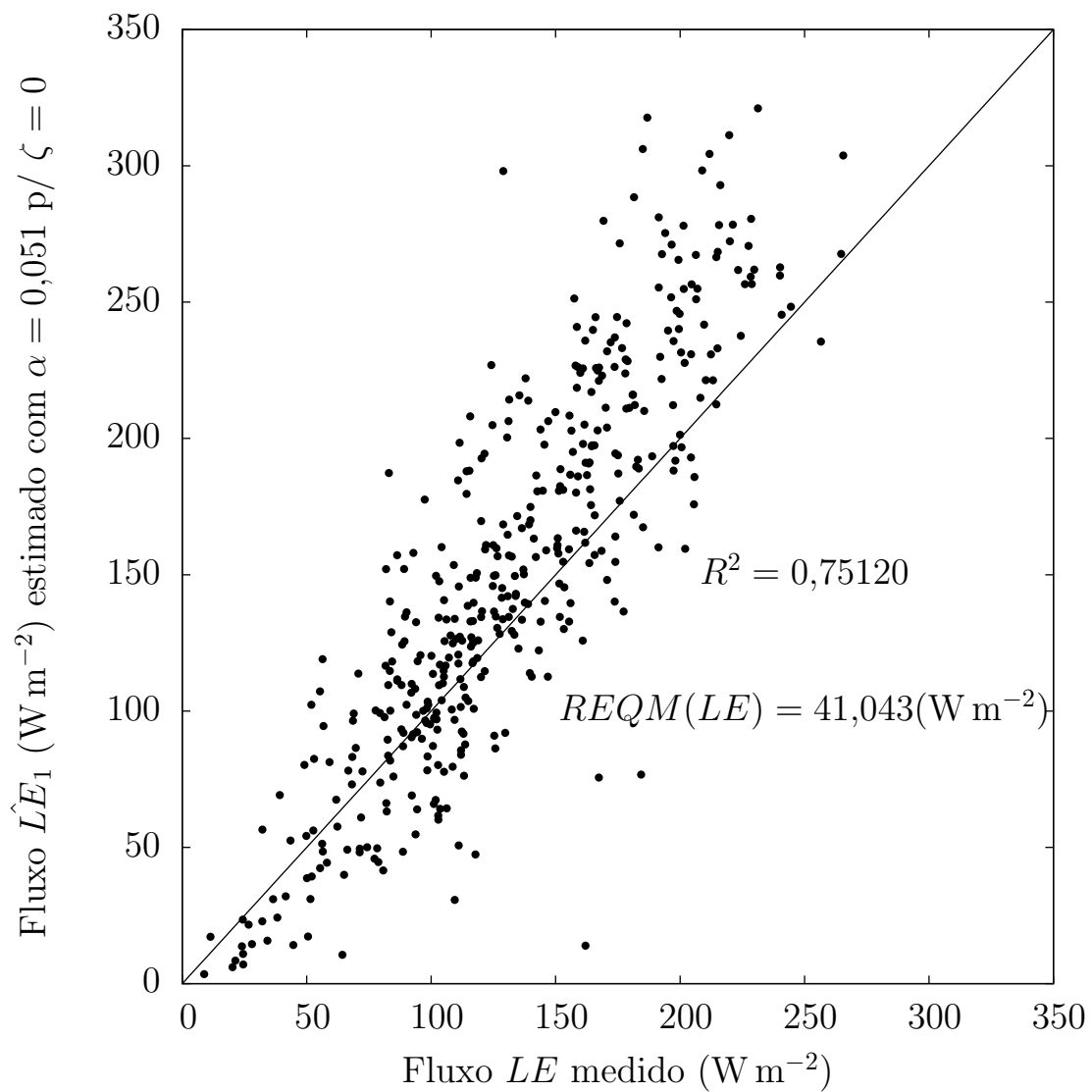


Figura 5.9: Gráfico do fluxo estimado  $\hat{LE}_1$  estimado para condições neutras ( $\zeta = 0$ ) com  $z_{0\tau}$  variando  $\times$  fluxo  $LE$  medido.

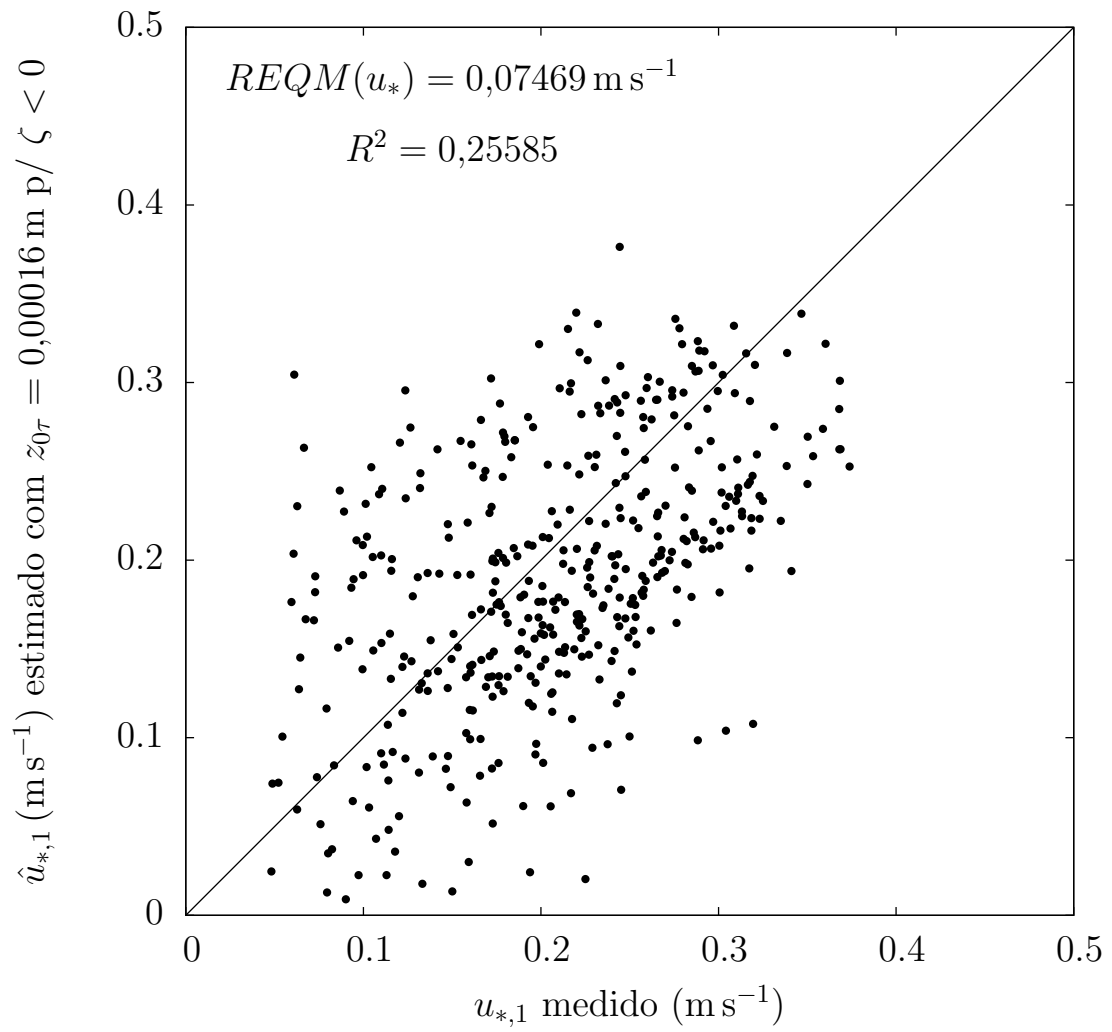


Figura 5.10: Gráfico da velocidade de atrito  $u_{*,1}$  medida  $\times$  a velocidade de atrito  $\hat{u}_*$  estimada para condições instáveis ( $\zeta < 0$ ) com  $z_{0\tau}$  constante.

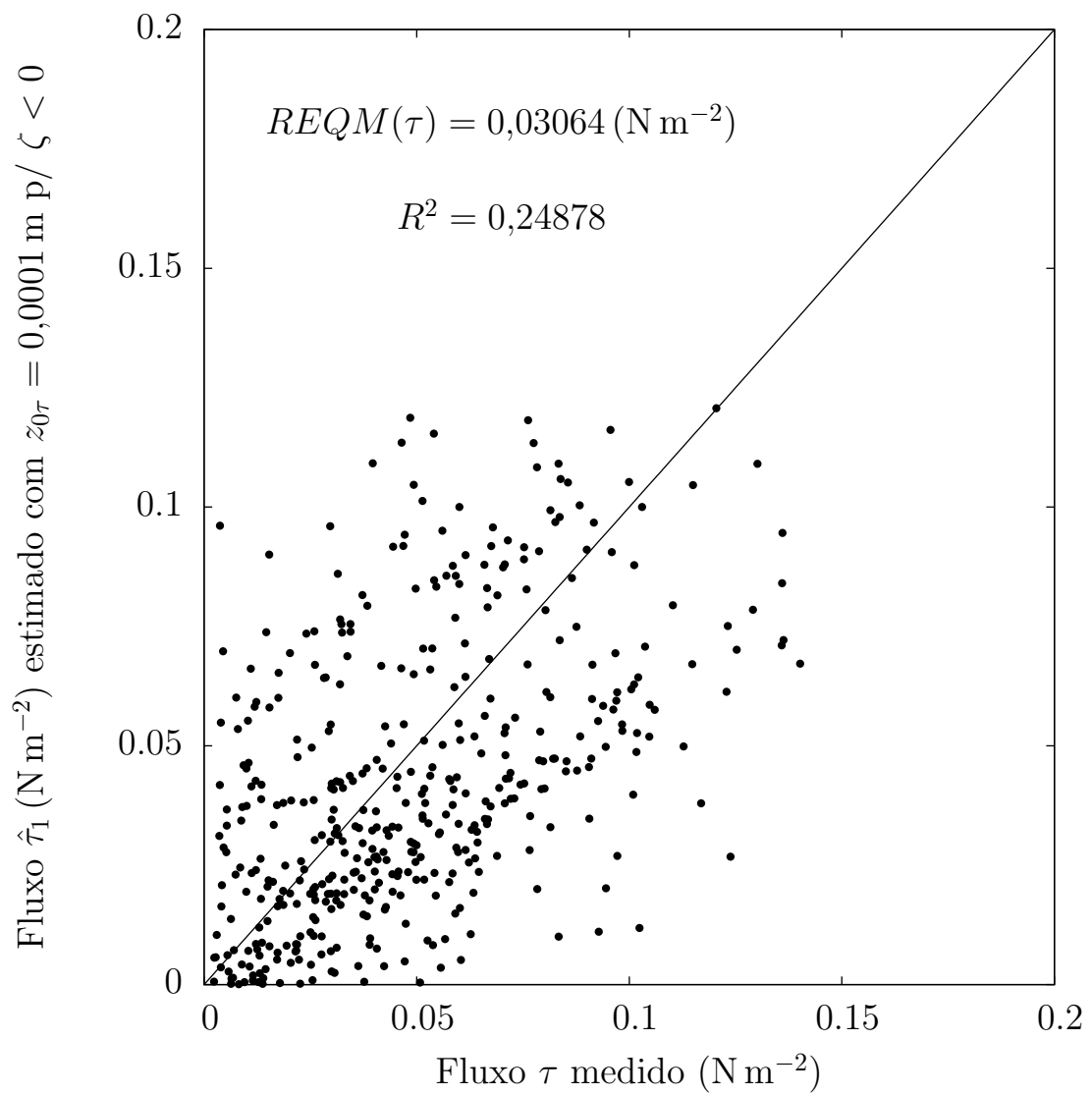


Figura 5.11: Gráfico do fluxo estimado  $\hat{\tau}_1$  estimado para condições neutras ( $\zeta \leq 0$ ) com  $z_{0\tau}$  constante  $\times$  fluxo  $\tau$  medido.

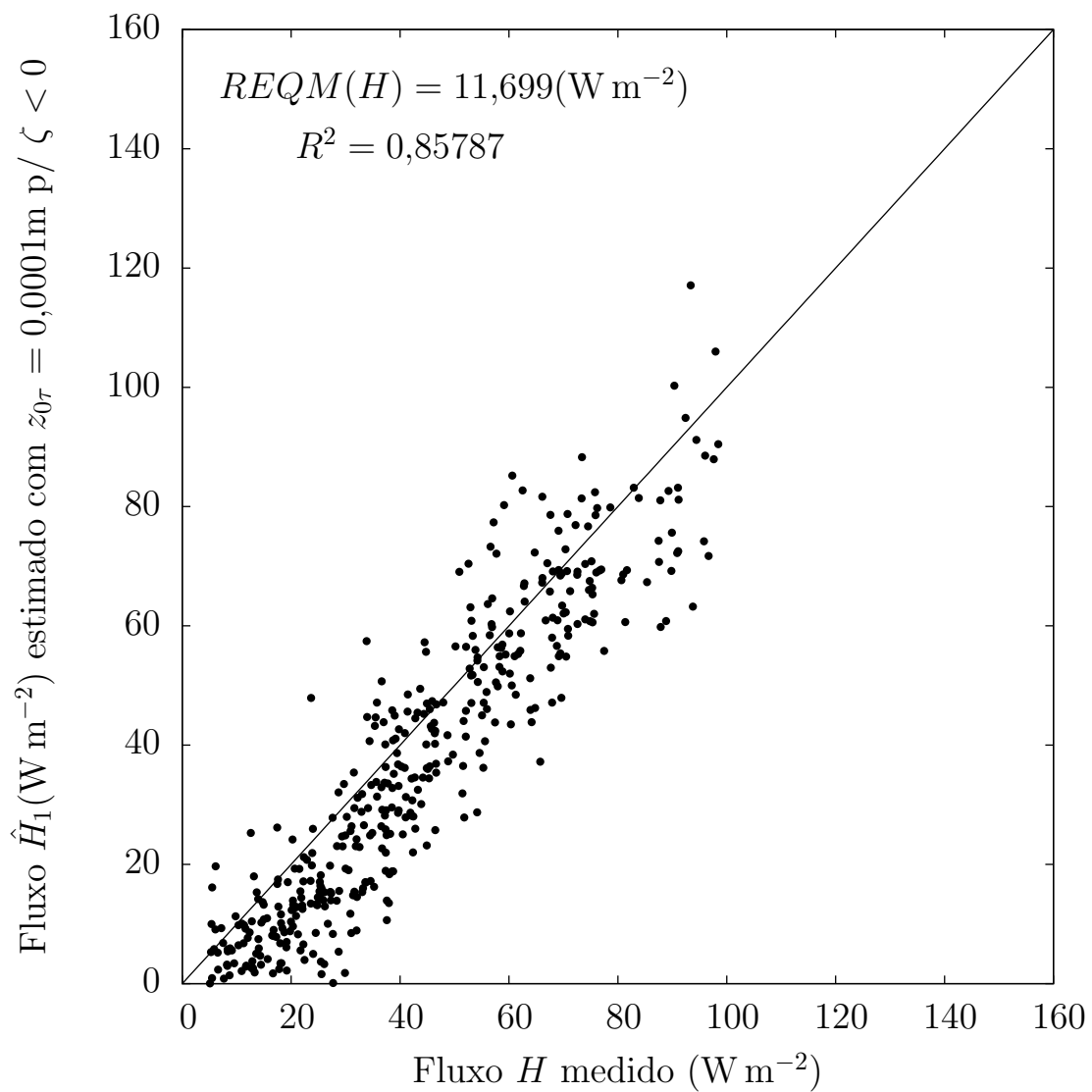


Figura 5.12: Gráfico do fluxo estimado  $\hat{H}_1$  estimado para condições neutras ( $\zeta < 0$ ) com  $z_{0r}$  constante  $\times$  fluxo  $H$  medido.

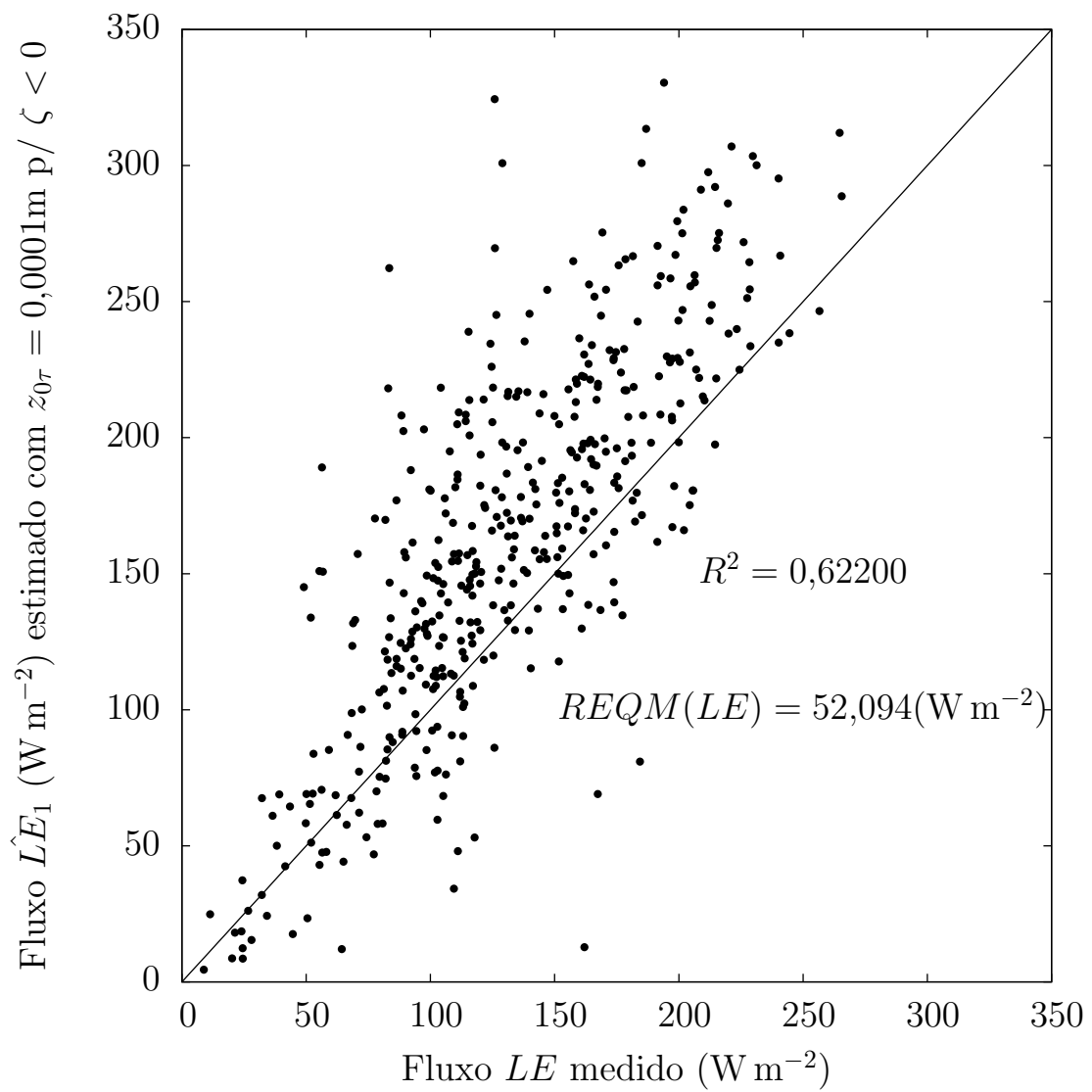


Figura 5.13: Gráfico do fluxo estimado  $\hat{L}E_1$  estimado para condições neutras ( $\zeta < 0$ ) com  $z_{0\tau}$  constante  $\times$  fluxo  $LE$  medido.

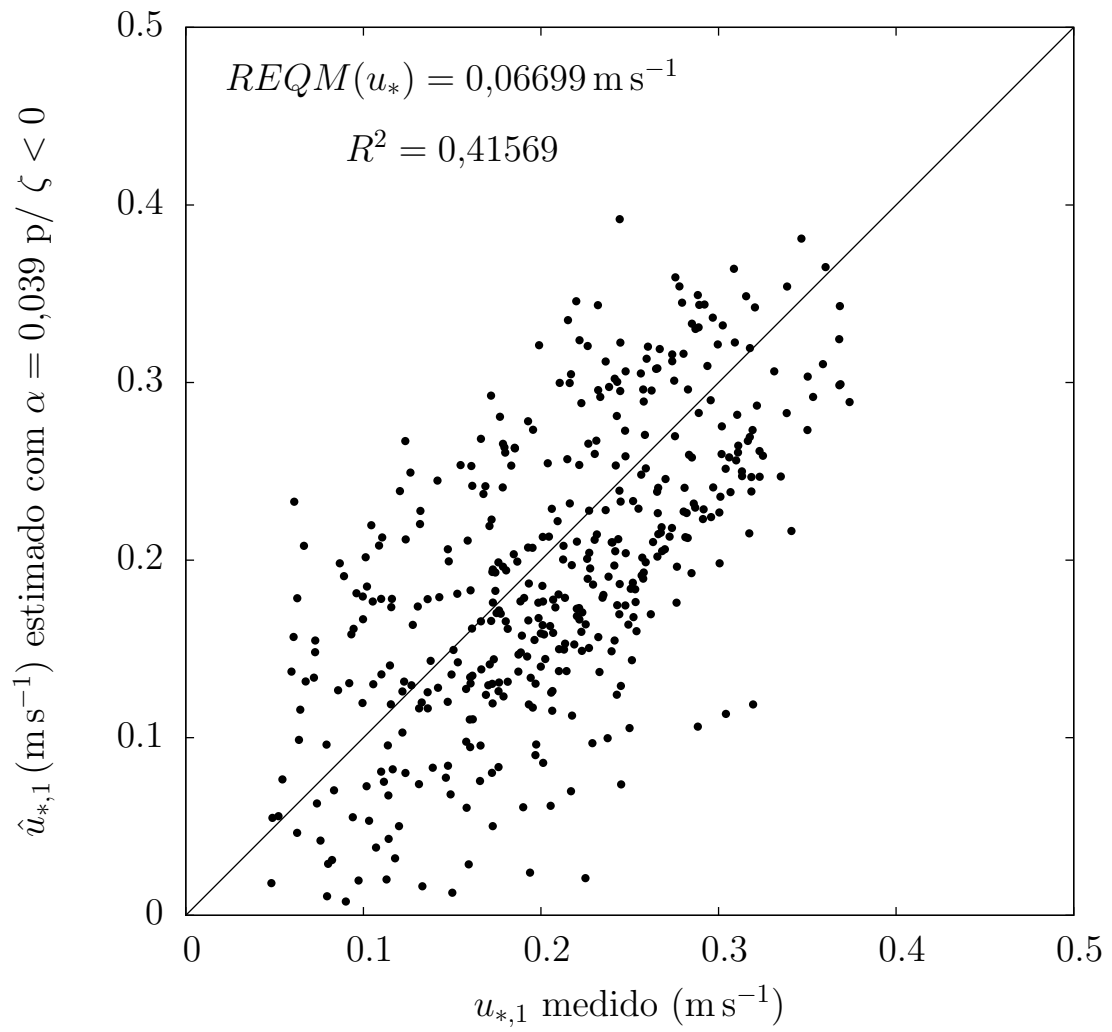


Figura 5.14: Gráfico da velocidade de atrito  $u_{*,1}$  medida  $\times$  a velocidade de atrito  $\hat{u}_*$  estimada para condições instáveis ( $\zeta < 0$ ) com  $z_{0\tau}$  variando.

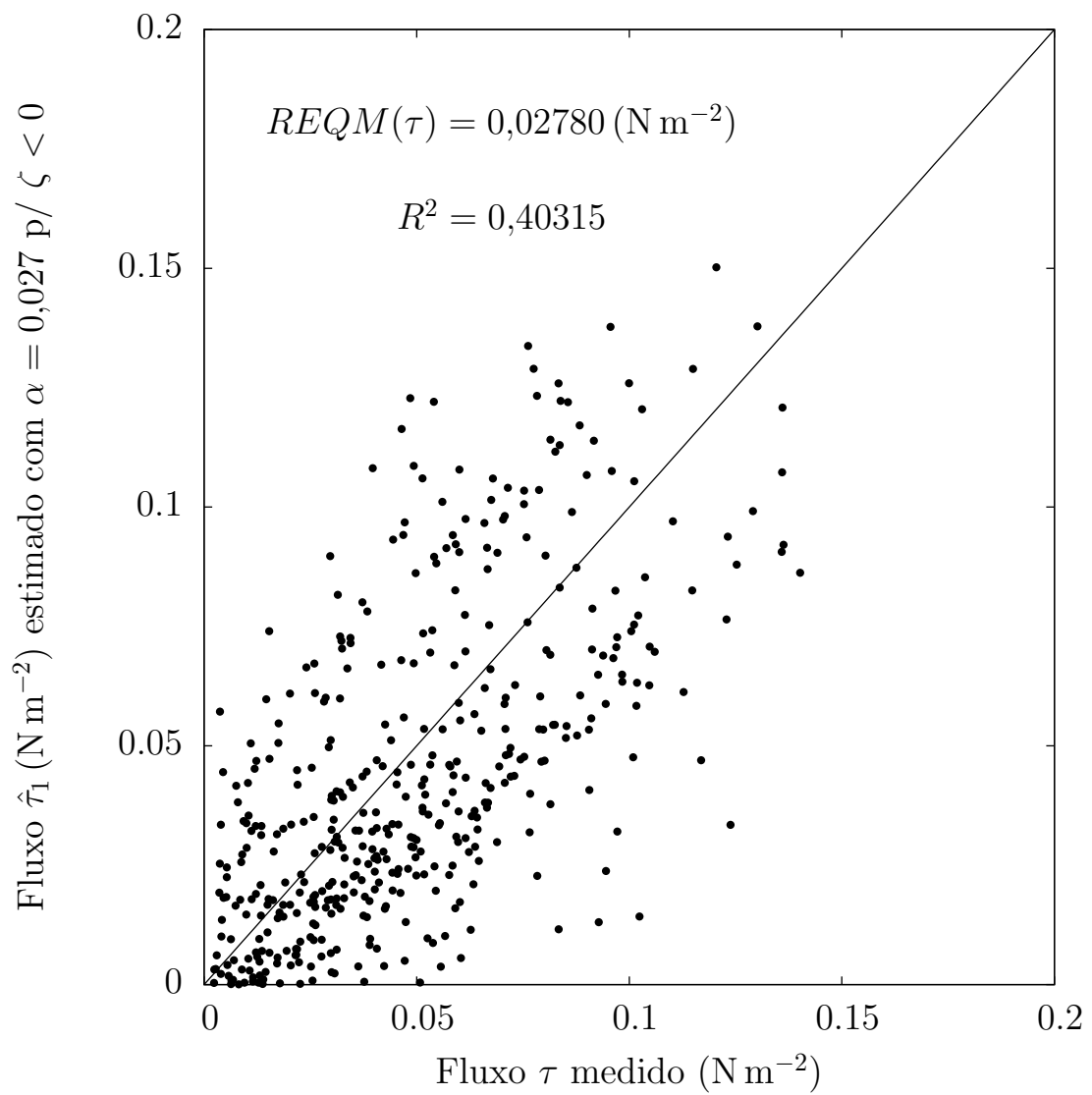


Figura 5.15: Gráfico do fluxo estimado  $\hat{\tau}_1$  estimado para condições neutras ( $\zeta < 0$ ) com  $z_{0\tau}$  variando  $\times$  fluxo  $\tau$  medido.

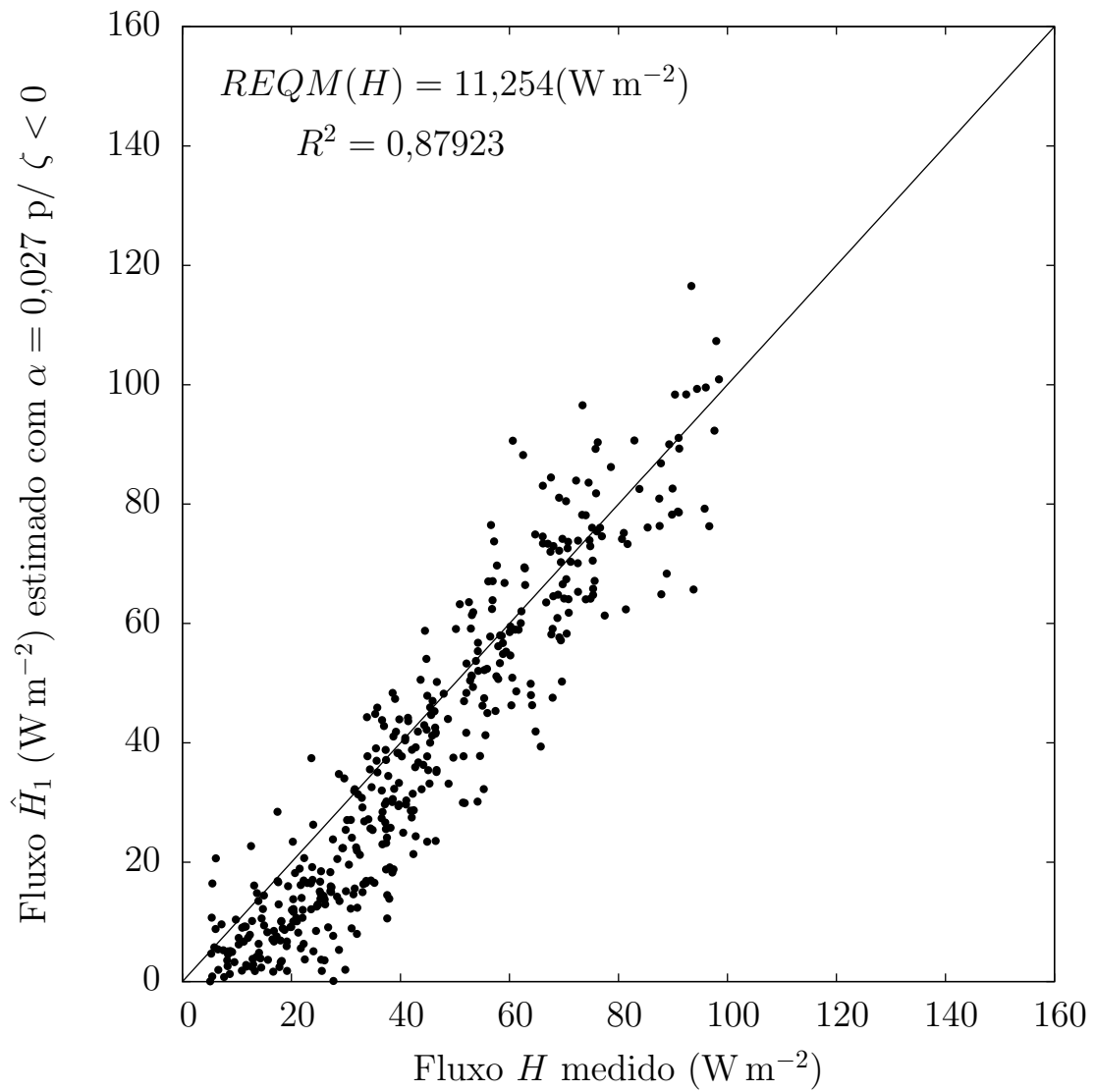


Figura 5.16: Gráfico do fluxo estimado  $\hat{H}_1$  estimado para condições neutras ( $\zeta < 0$ ) com  $z_{0\tau}$  variando  $\times$  fluxo  $H$  medido.

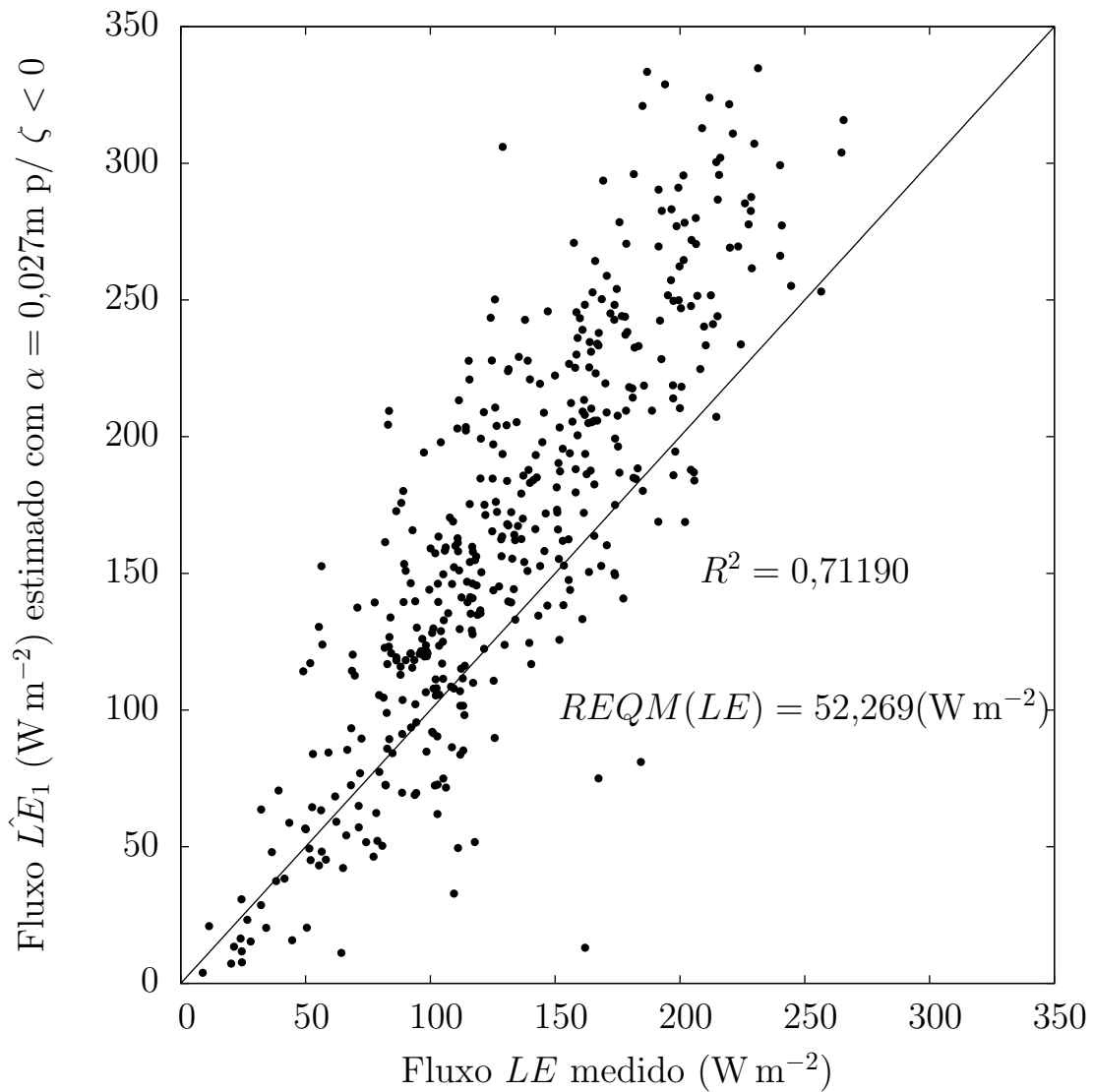


Figura 5.17: Gráfico do fluxo estimado  $\hat{LE}_1$  estimado para condições neutras ( $\zeta < 0$ ) com  $z_{0\tau}$  variando  $\times$  fluxo  $LE$  medido.

### 5.2.2 Resultados obtidos utilizando $u_{*,2}$

Nessa subseção serão apresentados os gráficos que comparam as medições da velocidade de atrito  $u_{*,2}$  e dos fluxos  $\tau$ ,  $H$  e  $LE$  com suas respectivas estimativas ( $\hat{u}_{*,2}$ ,  $\hat{\tau}_2$ ,  $\hat{H}_2$  e  $\hat{LE}_2$ ) para todos os casos: condições neutras ( $\zeta = 0$ ), condições instáveis ( $\zeta < 0$ ),  $z_{0\tau}$  constante e não constante.

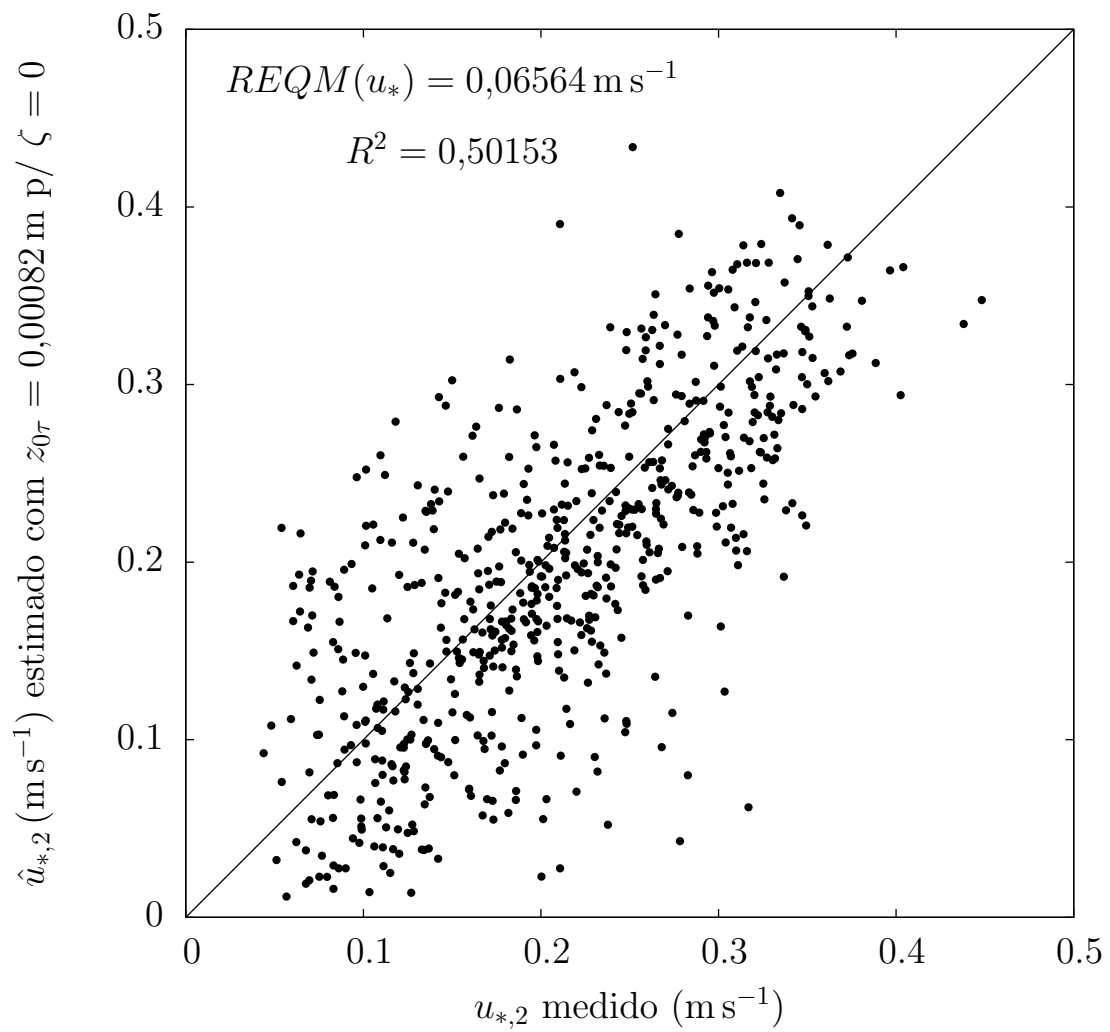


Figura 5.18: Gráfico da velocidade de atrito  $u_{*,2}$  medida  $\times$  a velocidade de atrito  $\hat{u}_*$  estimada para condições neutras ( $\zeta = 0$ ) com  $z_{0\tau}$  constante.

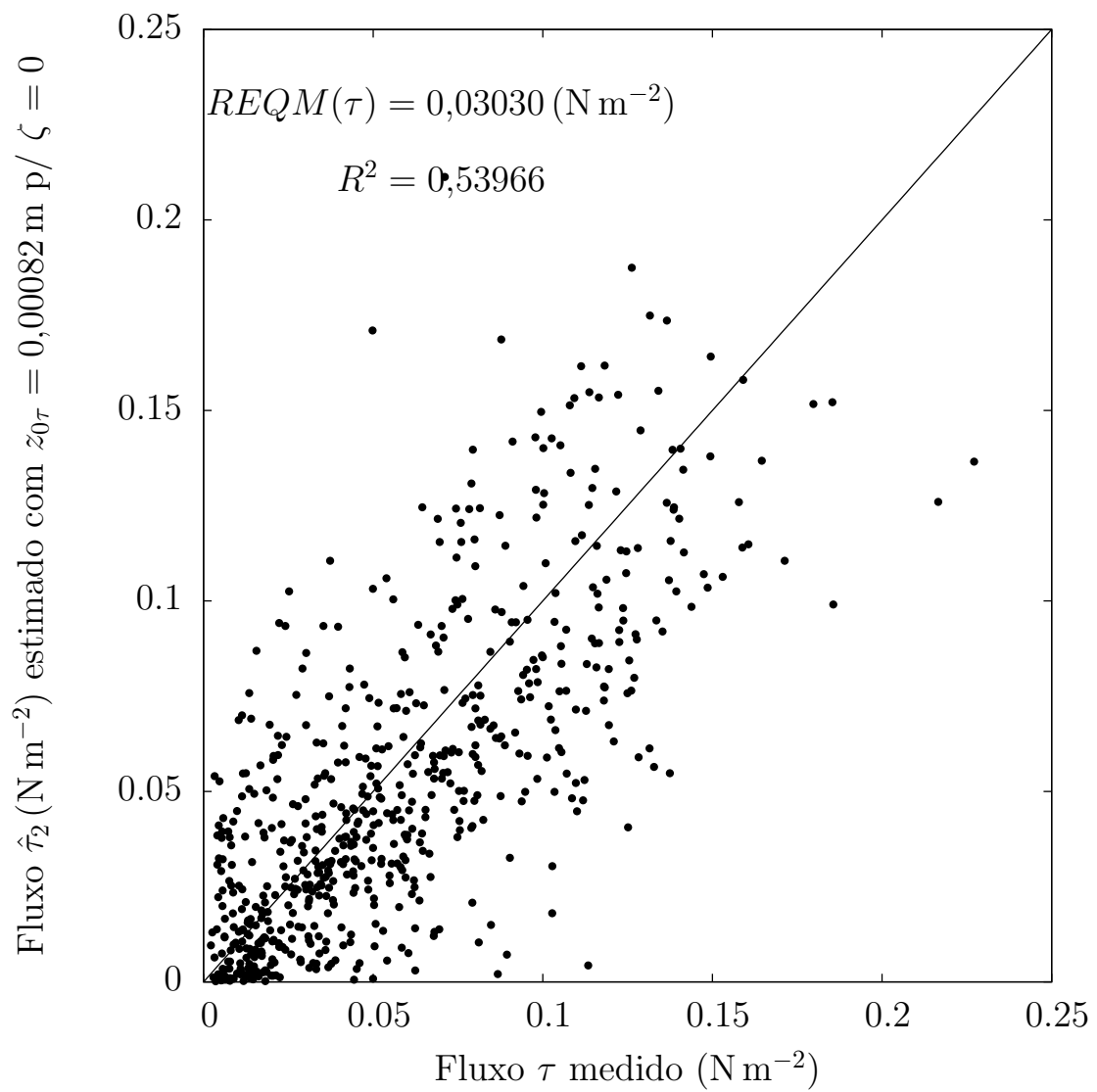


Figura 5.19: Gráfico do fluxo estimado  $\hat{\tau}_2$  estimado para condições neutras ( $\zeta = 0$ ) com  $z_{0\tau}$  constante  $\times$  fluxo  $\tau$  medido.

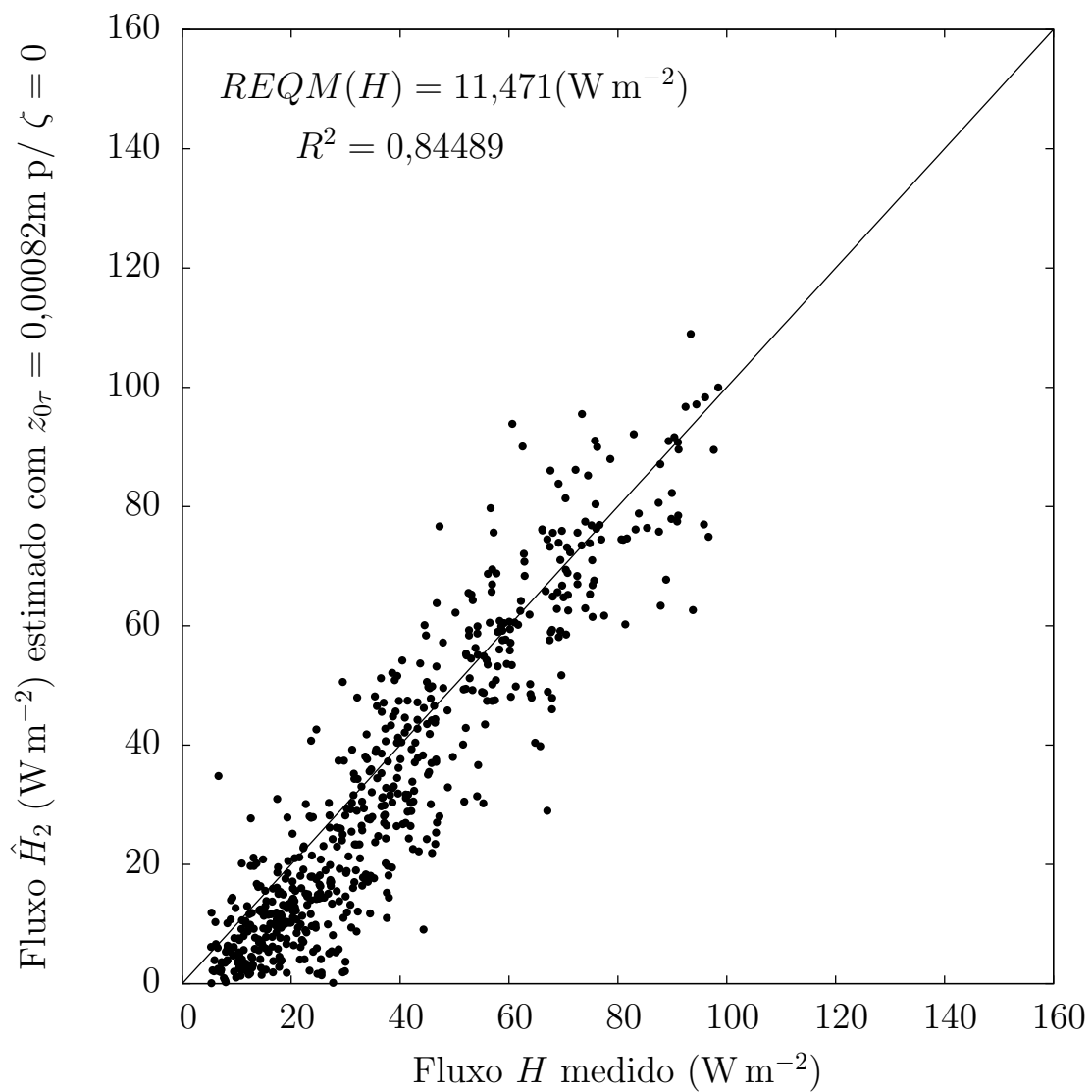


Figura 5.20: Gráfico do fluxo estimado  $\hat{H}_2$  estimado para condições neutras ( $\zeta = 0$ ) com  $z_{0r}$  constante  $\times$  fluxo  $H$  medido.

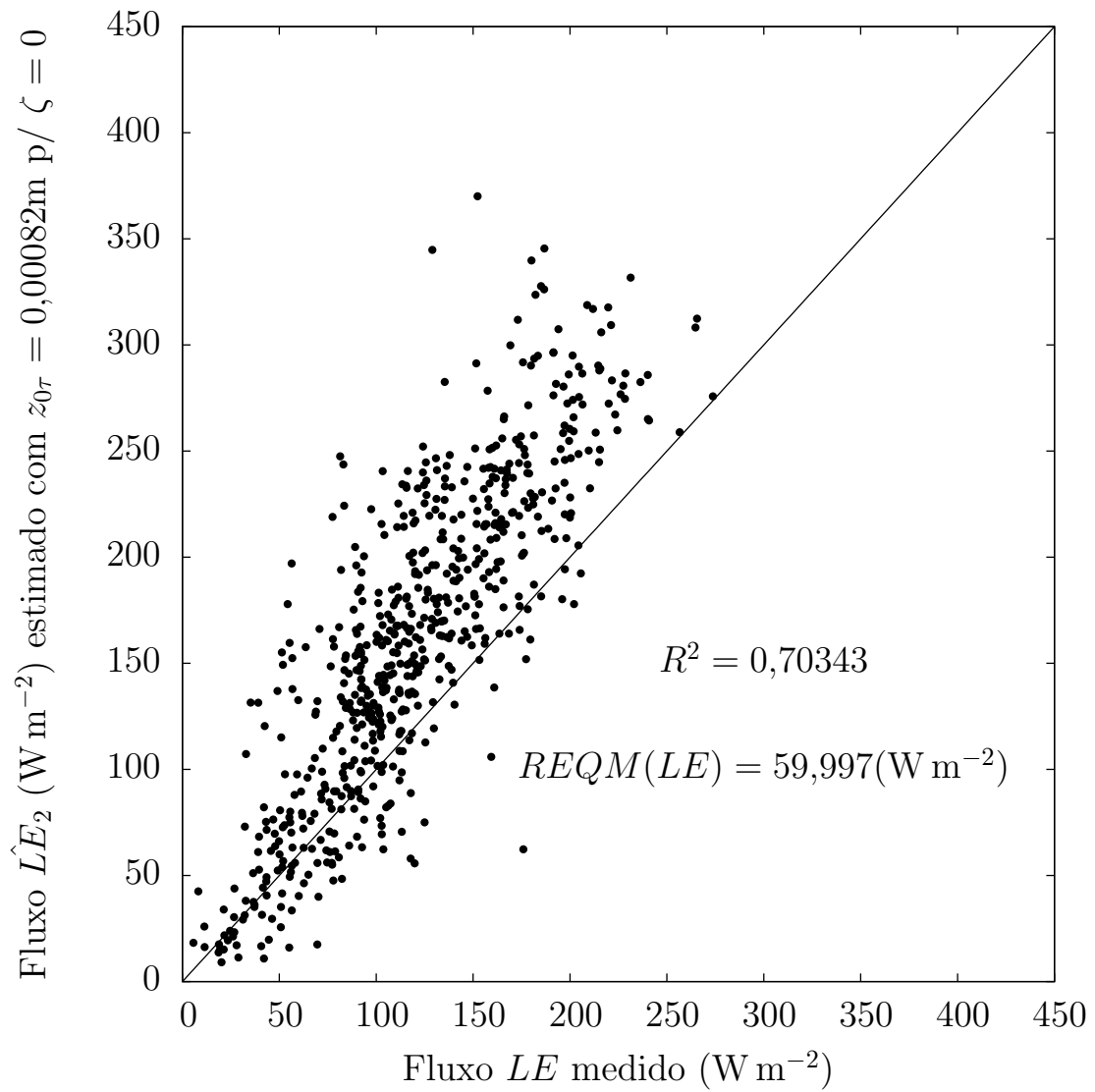


Figura 5.21: Gráfico do fluxo estimado  $\hat{L}E_2$  estimado para condições neutras ( $\zeta = 0$ ) com  $z_{0r}$  constante  $\times$  fluxo  $LE$  medido.

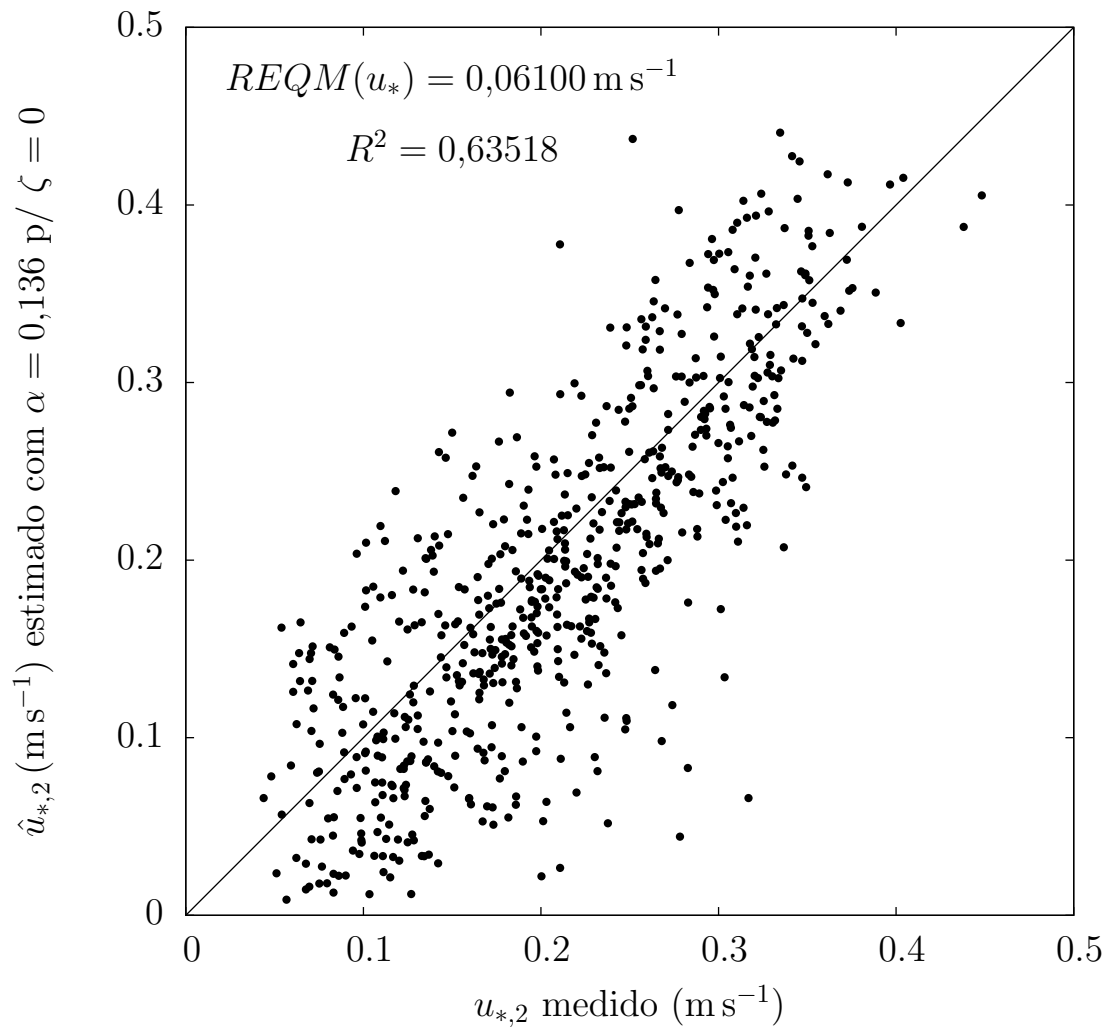


Figura 5.22: Gráfico da velocidade de atrito  $u_{*,2}$  medida  $\times$  a velocidade de atrito  $\hat{u}_*$  estimada para condições neutras ( $\zeta = 0$ ) com  $z_{0\tau}$  variando.

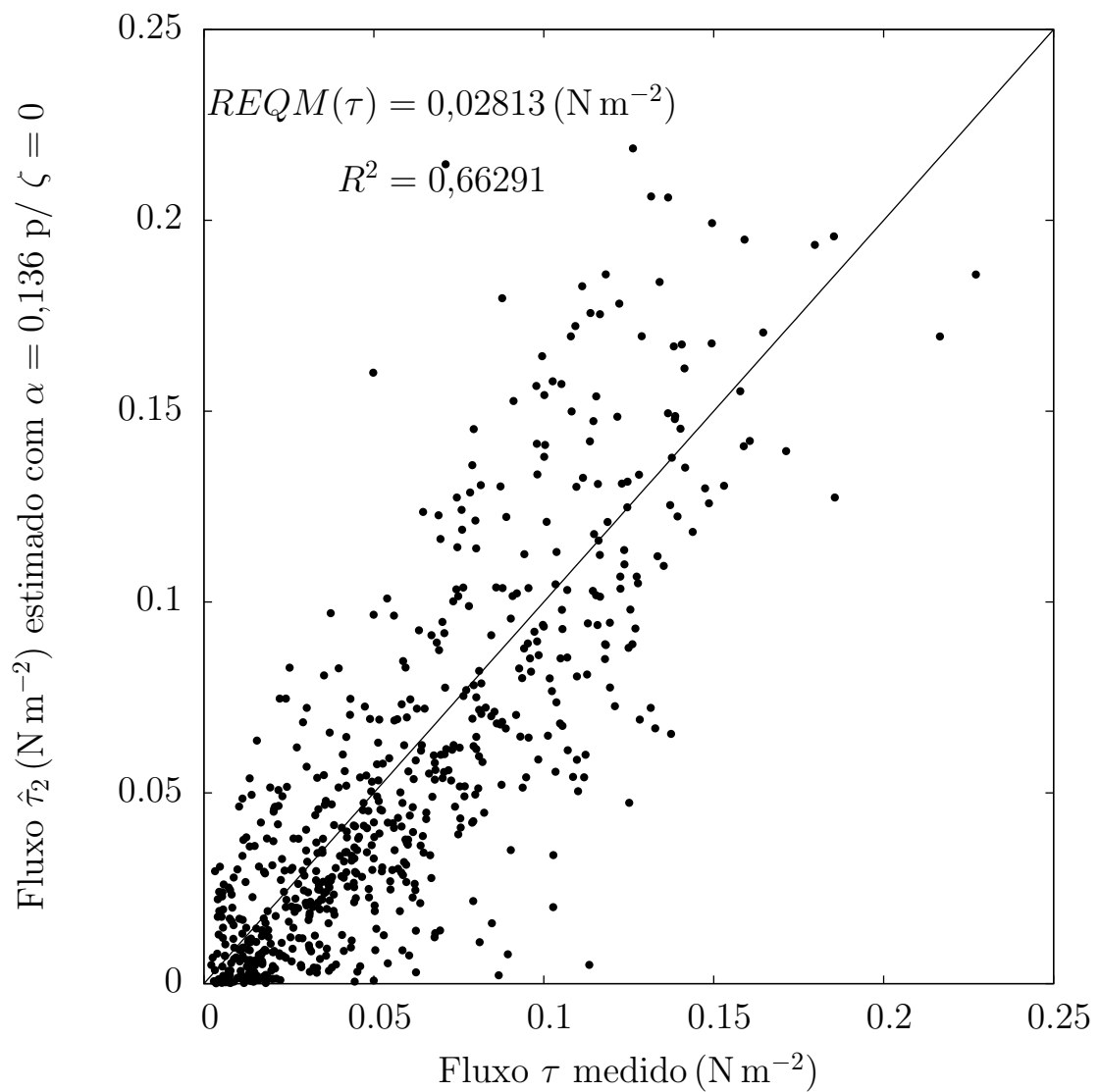


Figura 5.23: Gráfico do fluxo estimado  $\hat{\tau}_2$  estimado para condições neutras ( $\zeta = 0$ ) com  $z_{0\tau}$  variando  $\times$  fluxo  $\tau$  medido.

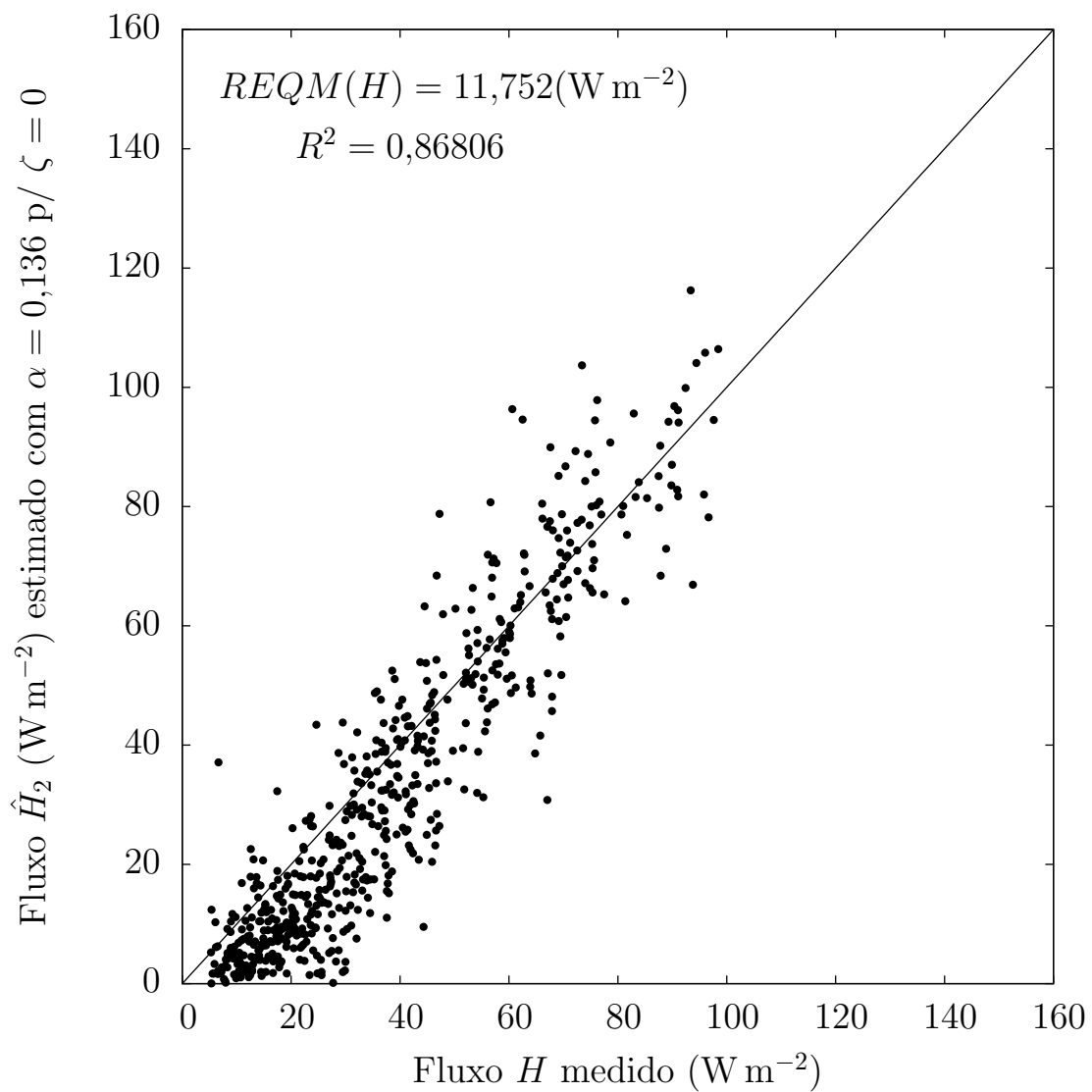


Figura 5.24: Gráfico do fluxo estimado  $\hat{H}_2$  estimado para condições neutras ( $\zeta = 0$ ) com  $z_{0\tau}$  variando  $\times$  fluxo  $H$  medido.

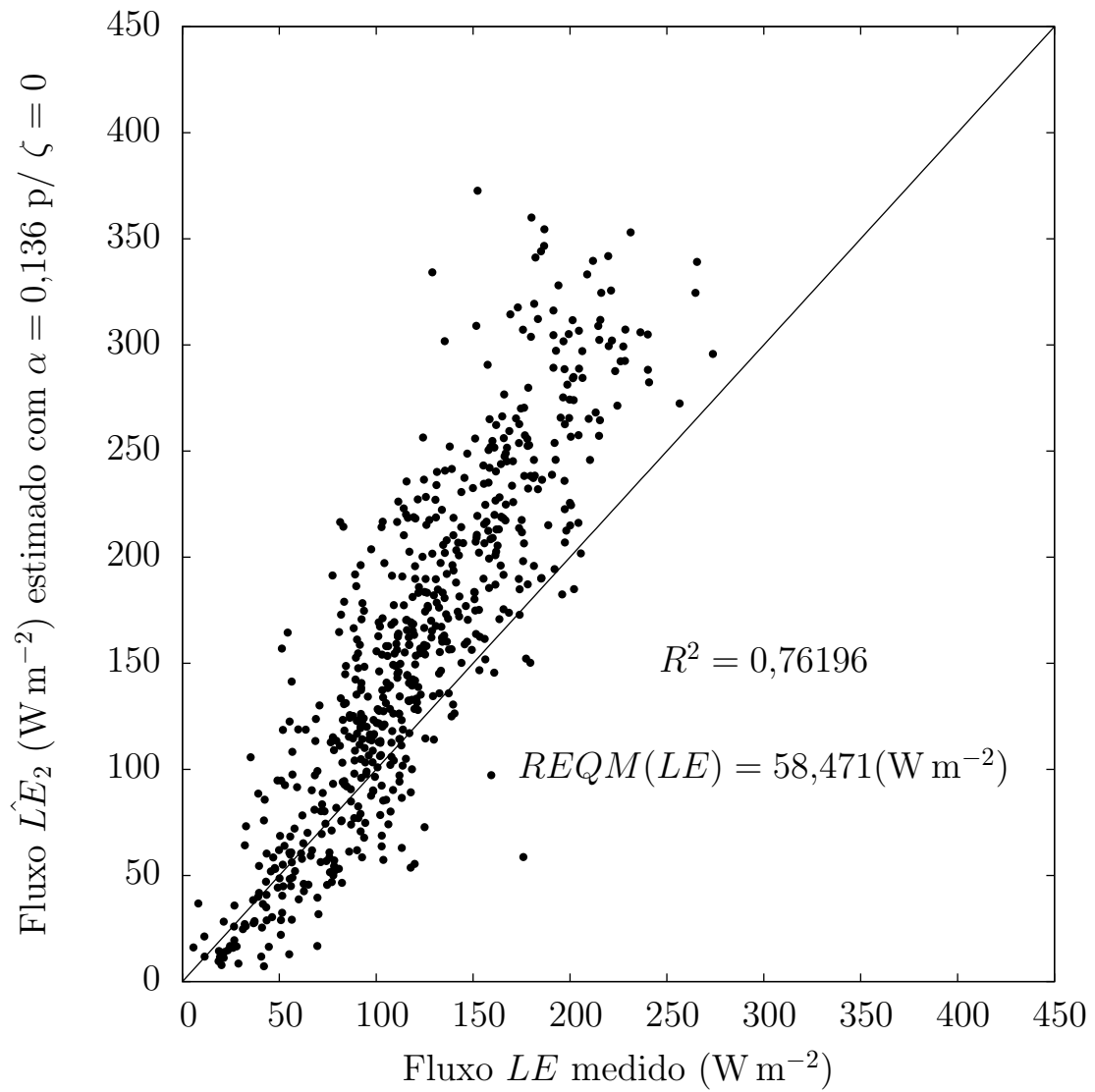


Figura 5.25: Gráfico do fluxo estimado  $\hat{LE}_2$  estimado para condições neutras ( $\zeta = 0$ ) com  $z_{0\tau}$  variando  $\times$  fluxo  $LE$  medido.

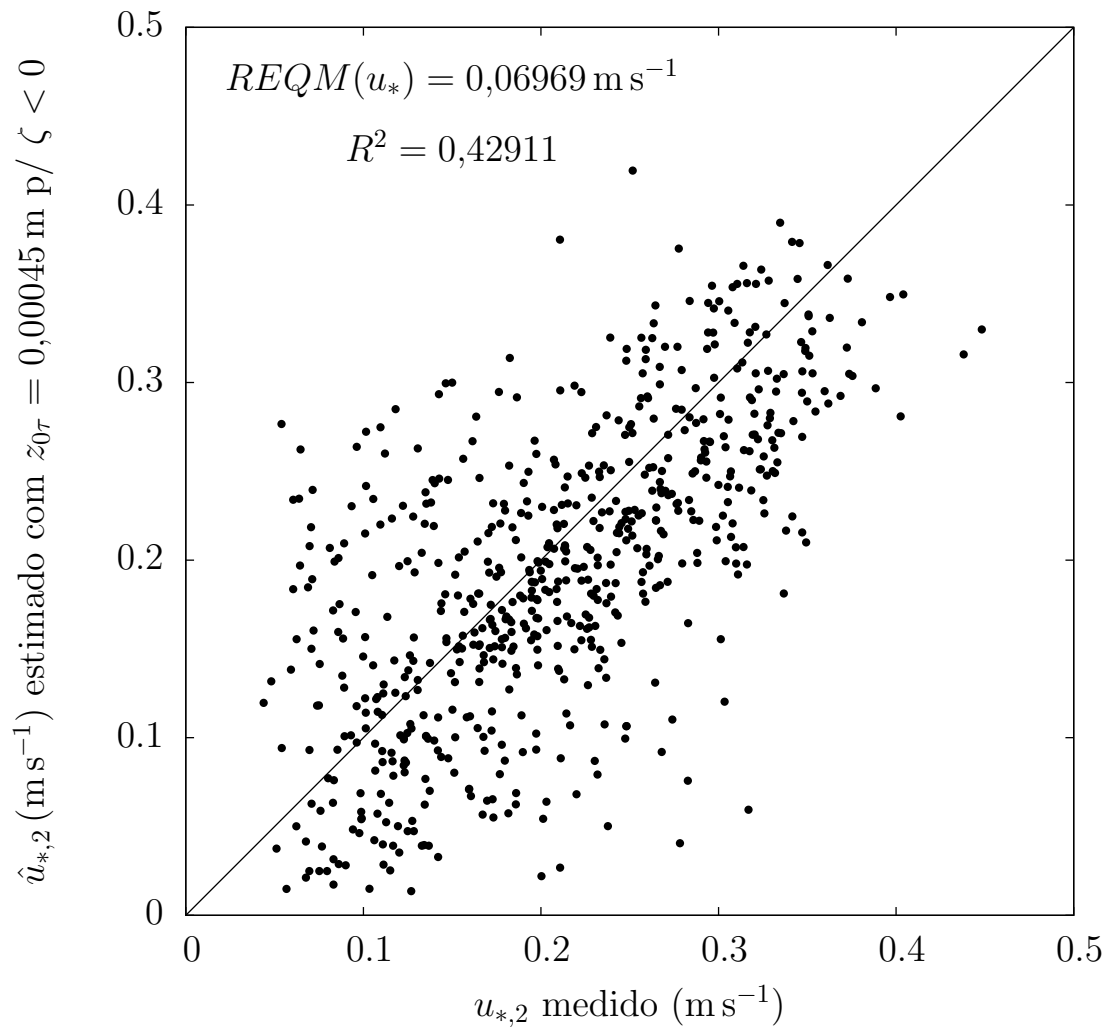


Figura 5.26: Gráfico da velocidade de atrito  $u_{*,2}$  medida  $\times$  a velocidade de atrito  $\hat{u}_*$  estimada para condições instáveis ( $\zeta < 0$ ) com  $z_{0\tau}$  constante.

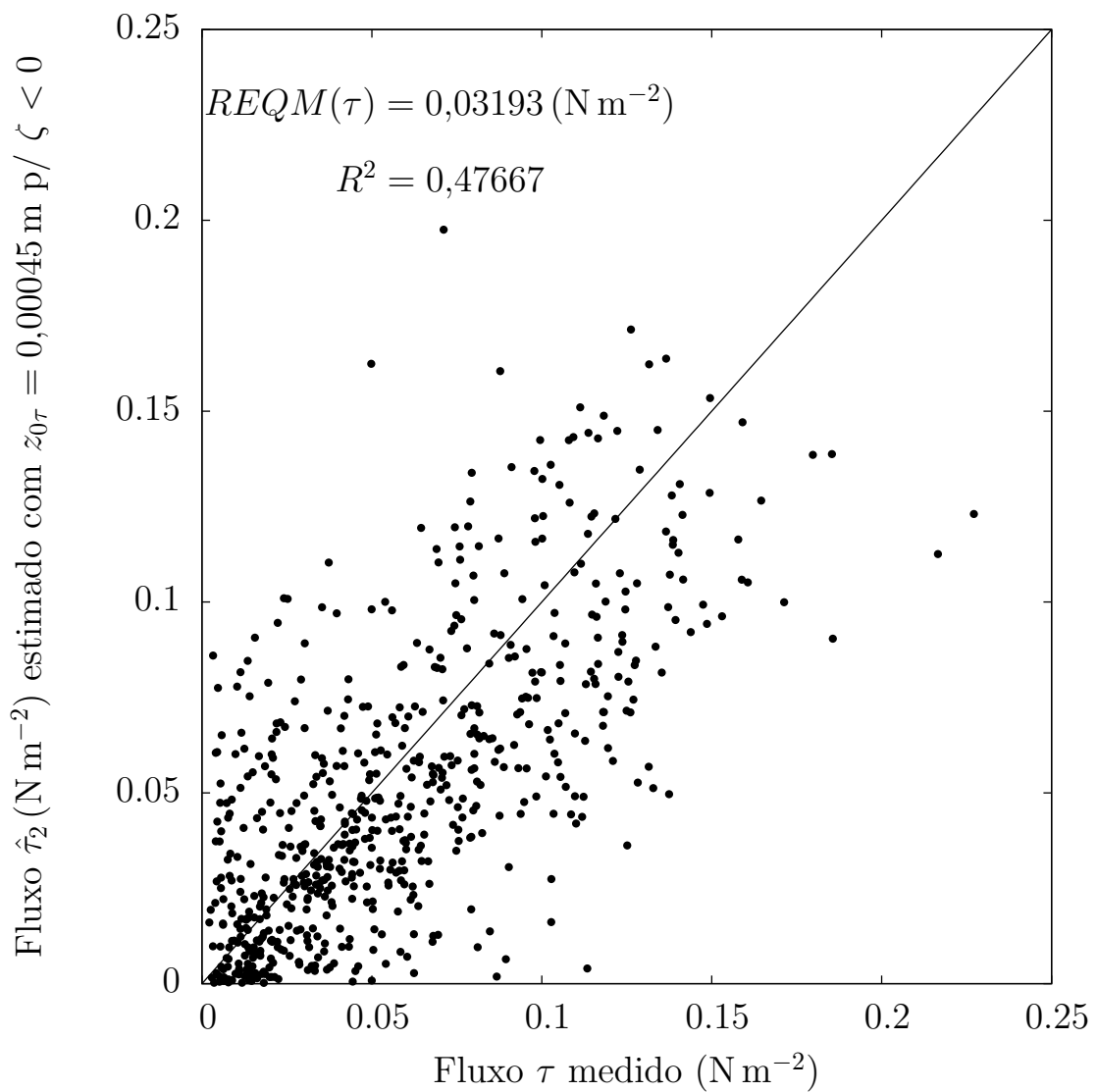


Figura 5.27: Gráfico do fluxo estimado  $\hat{\tau}_2$  estimado para condições neutras ( $\zeta \leq 0$ ) com  $z_{0\tau}$  constante  $\times$  fluxo  $\tau$  medido.

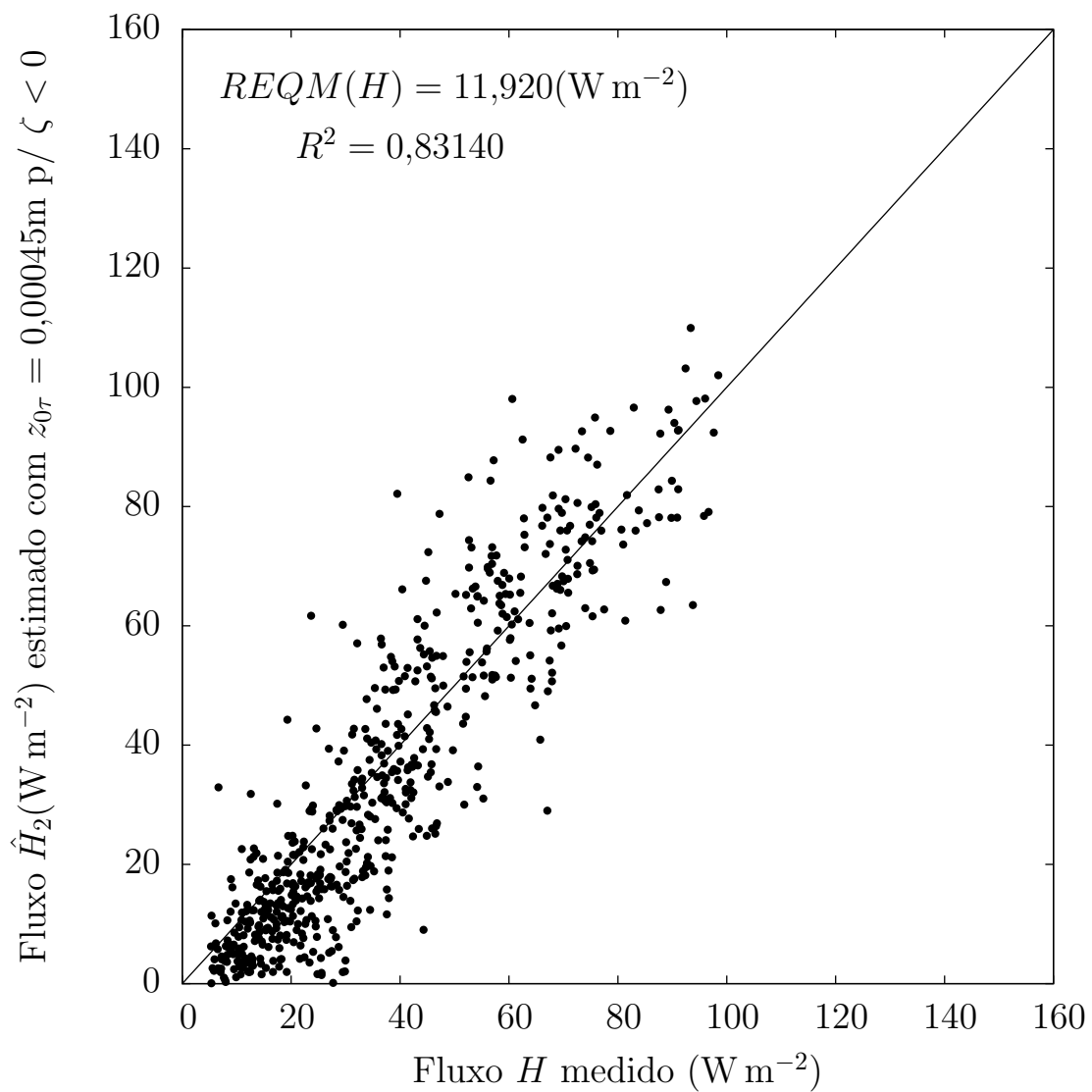


Figura 5.28: Gráfico do fluxo estimado  $\hat{H}_2$  estimado para condições neutras ( $\zeta < 0$ ) com  $z_{0r}$  constante  $\times$  fluxo  $H$  medido.

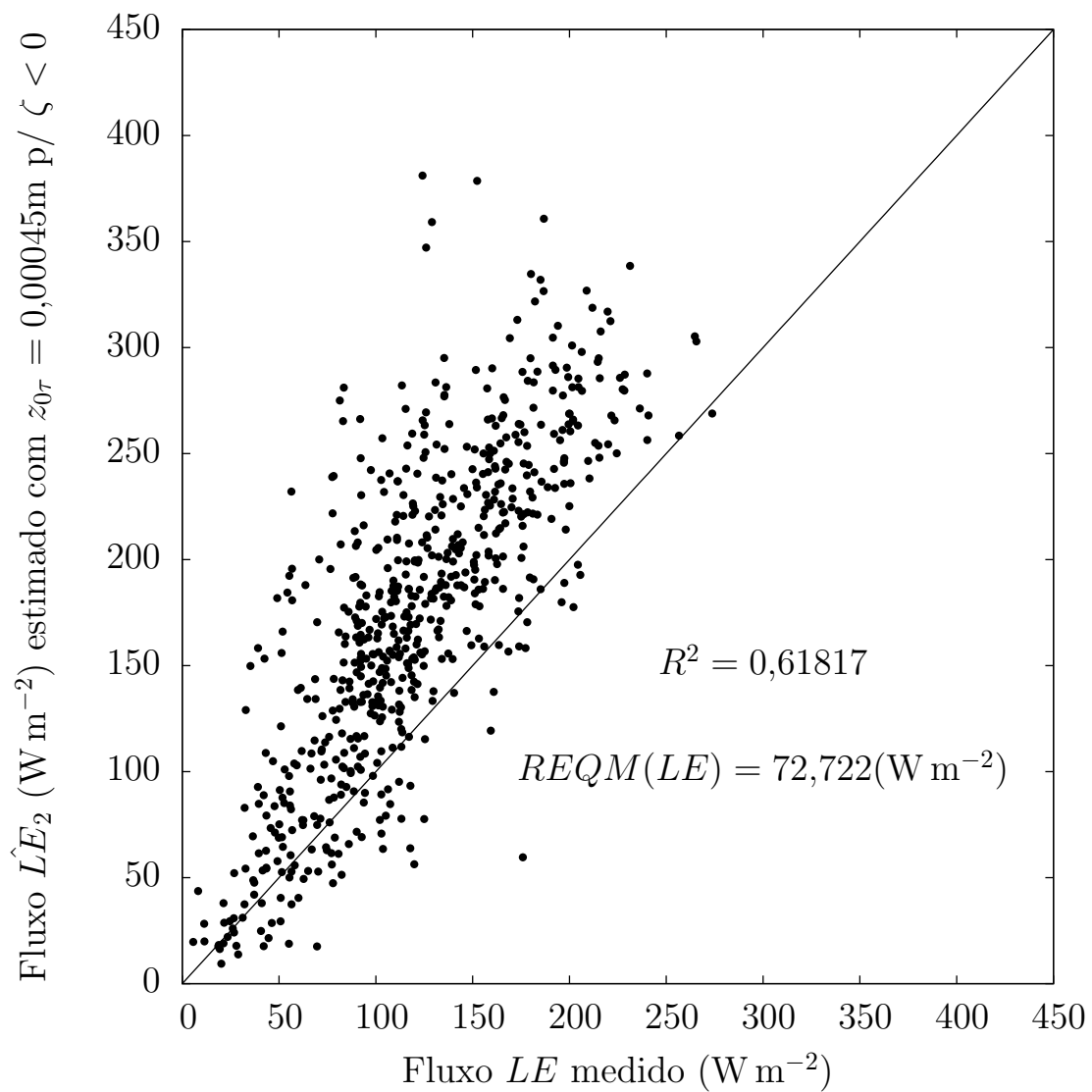


Figura 5.29: Gráfico do fluxo estimado  $\hat{L}E_2$  estimado para condições neutras ( $\zeta < 0$ ) com  $z_{0\tau}$  constante  $\times$  fluxo  $LE$  medido.

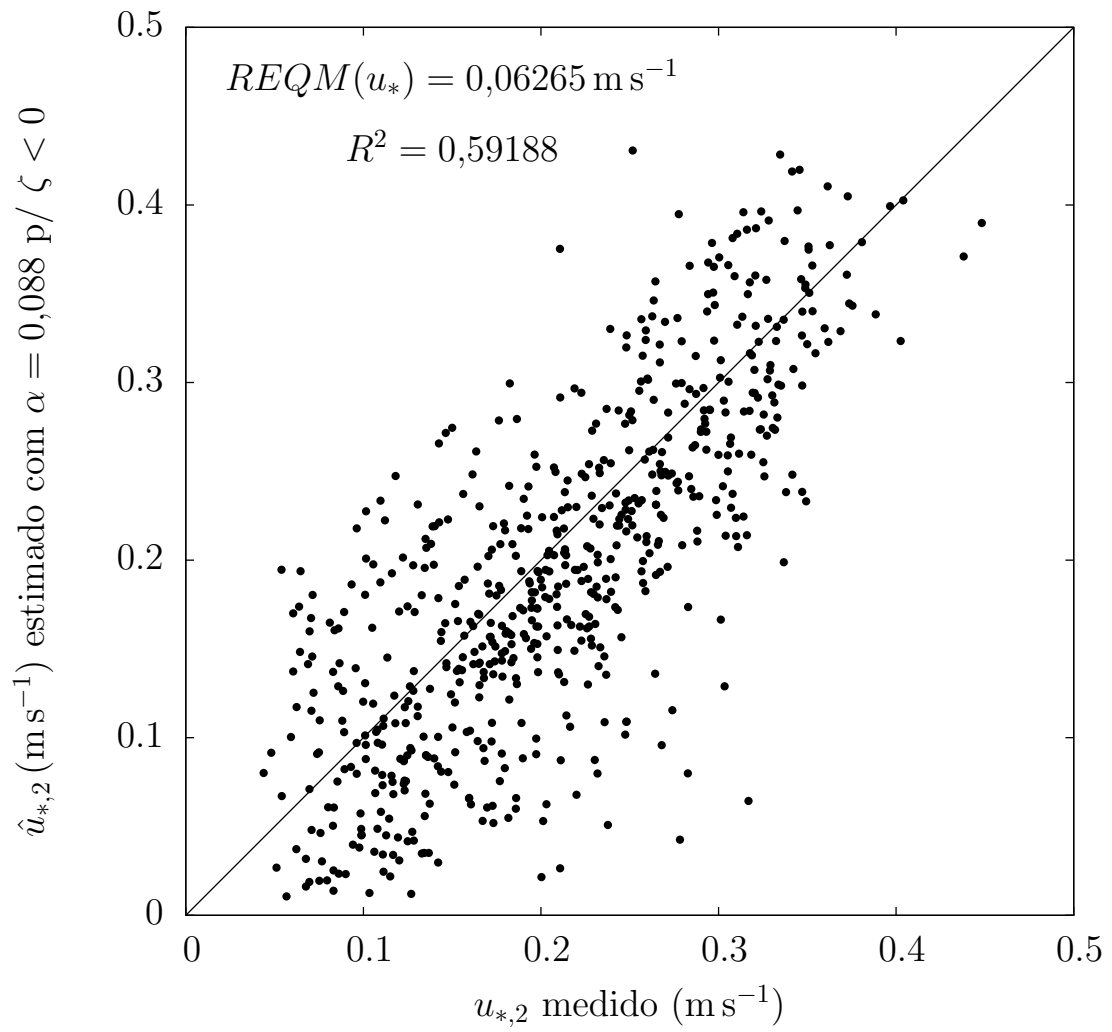


Figura 5.30: Gráfico da velocidade de atrito  $u_{*,2}$  medida  $\times$  a velocidade de atrito  $\hat{u}_*$  estimada para condições instáveis ( $\zeta < 0$ ) com  $z_{0\tau}$  variando.

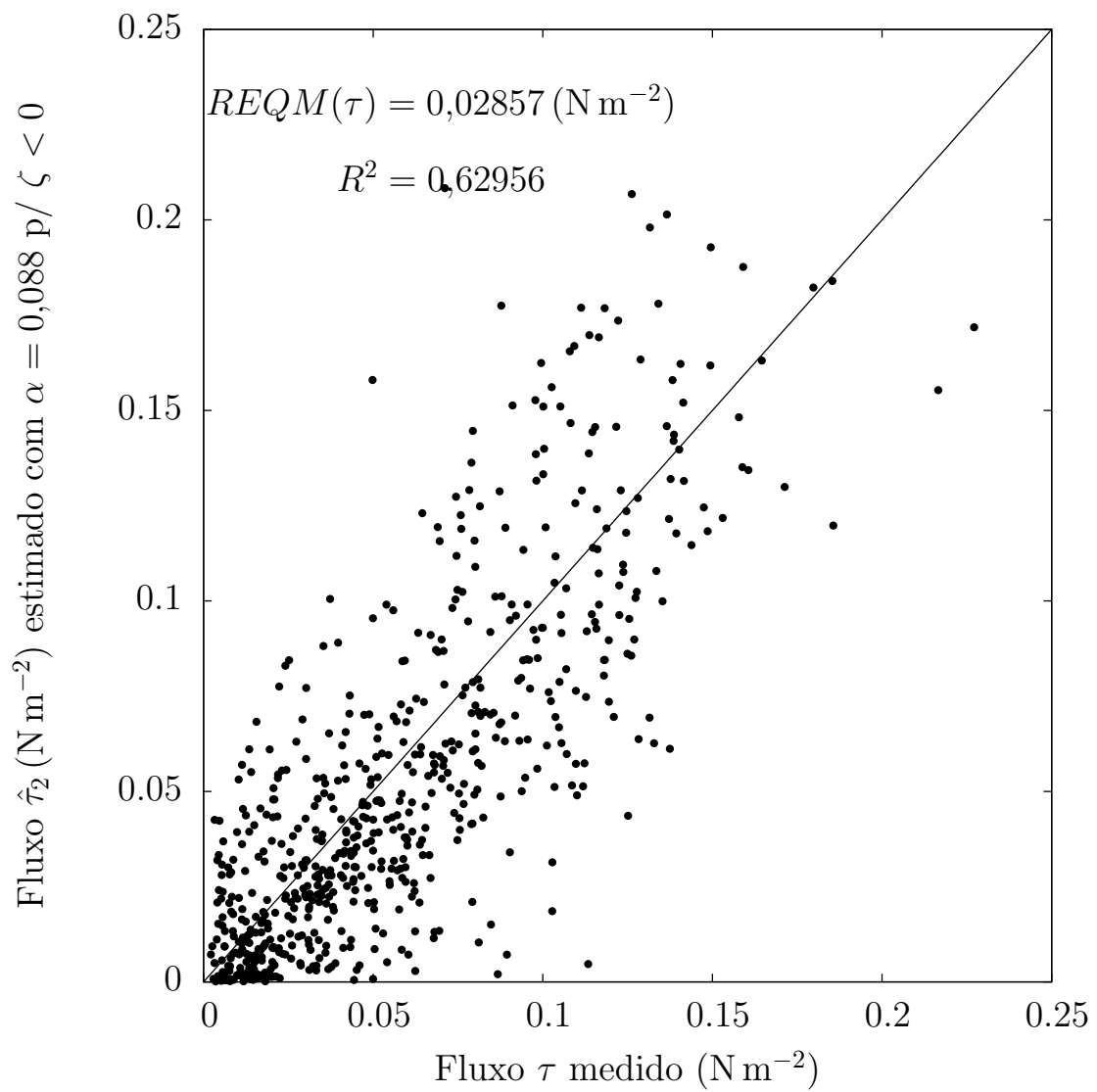


Figura 5.31: Gráfico do fluxo estimado  $\hat{\tau}_2$  estimado para condições neutras ( $\zeta < 0$ ) com  $z_{0\tau}$  variando  $\times$  fluxo  $\tau$  medido.

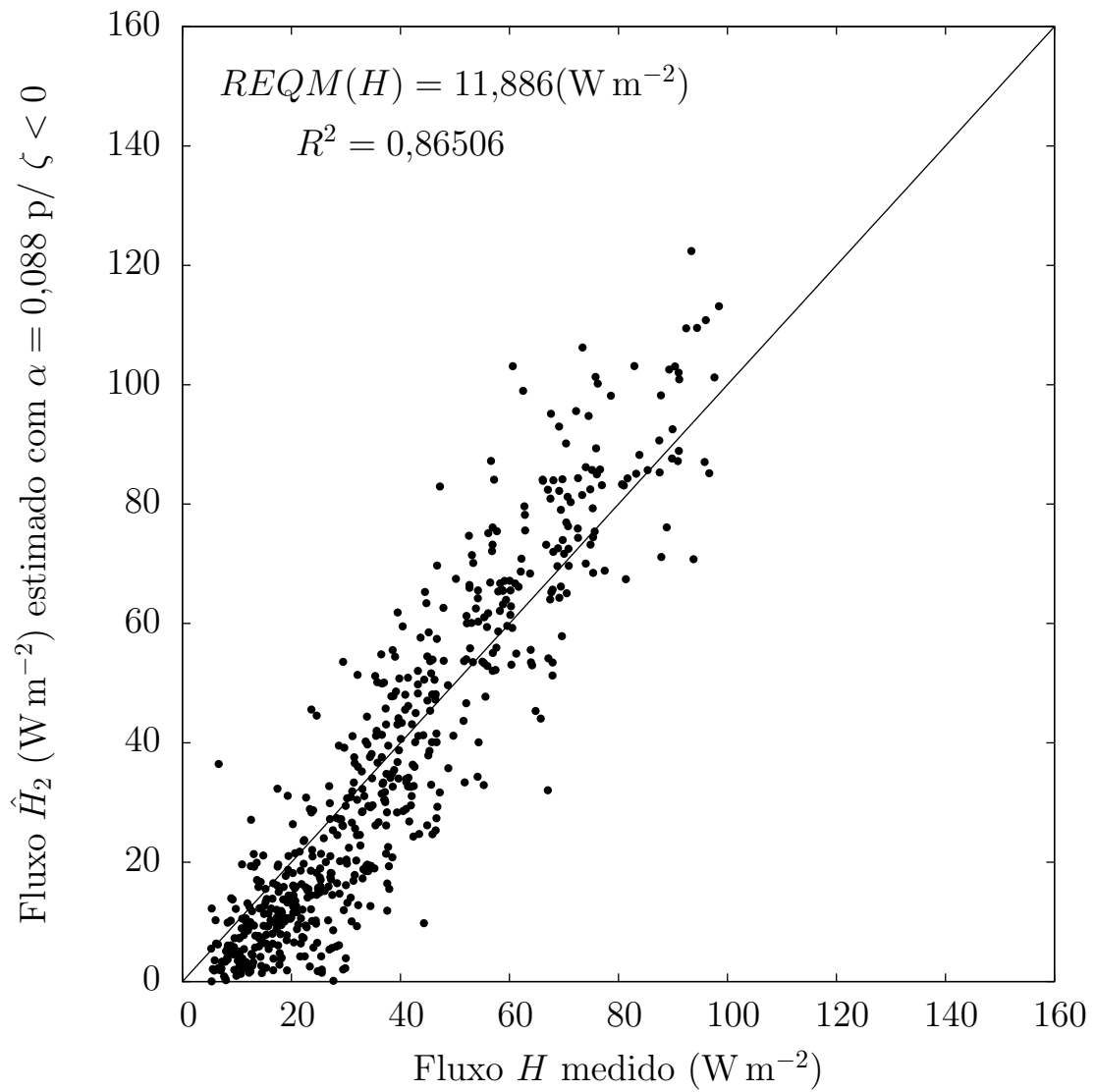


Figura 5.32: Gráfico do fluxo estimado  $\hat{H}_2$  estimado para condições neutras ( $\zeta < 0$ ) com  $z_{0\tau}$  variando  $\times$  fluxo  $H$  medido.

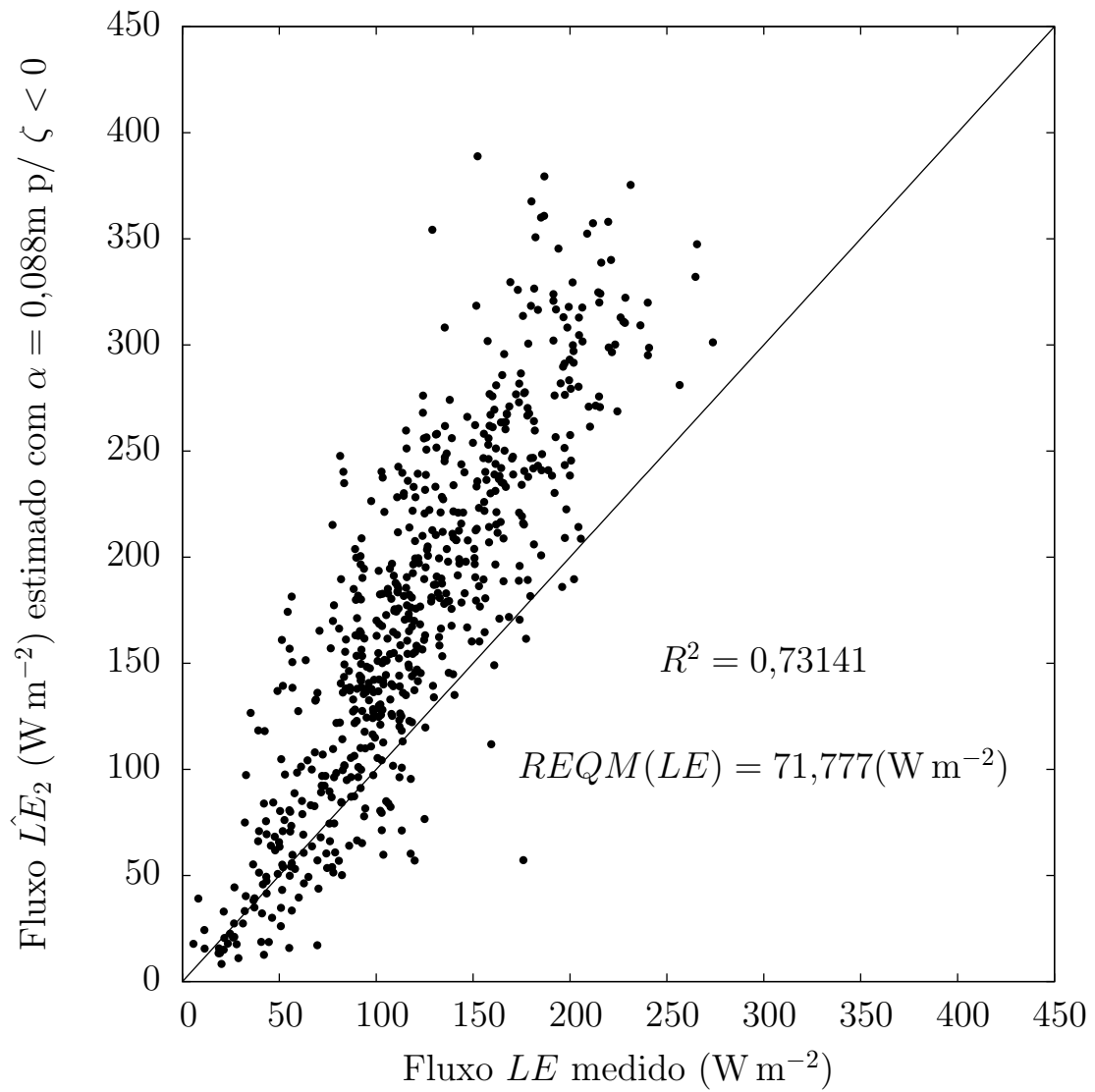


Figura 5.33: Gráfico do fluxo estimado  $\hat{LE}_2$  estimado para condições neutras ( $\zeta < 0$ ) com  $z_{0\tau}$  variando  $\times$  fluxo  $LE$  medido.

# Capítulo 6

## Conclusões e recomendações

O principal objetivo deste trabalho é comparar a eficácia dos métodos utilizados, principalmente em relação às estimativas de fluxo de calor latente, que é a evaporação.

Analisando os resultados obtidos no Capítulo 5, no que se diz respeito aos que foram obtidos a partir da teoria de similaridade de Monin-Obukhov, é possível concluir que são obtidas estimativas muito melhores utilizando a rugosidade  $z_{0\tau}$  em função da velocidade de atrito  $u_*$  (equação 3.54), desde que seja utilizada uma constante de Charnock ( $\alpha$ ) adequada, do que quando é utilizado a rugosidade  $z_{0\tau}$  como uma constante.

Outra conclusão é que foram obtidos melhores estimativas de  $u_*$  e do fluxo de *momentum*  $\tau$  quando foi utilizada a velocidade de atrito medida pelo segundo modo ( $u_{*,2}$ ), ou seja, sem fazer o alinhamento do vetor da tensão de Reynolds ( $\vec{\tau}$ ) com o vetor da velocidade média do vento ( $\vec{u}_b$ ). Porém, foram obtidas melhores estimativas do fluxo de calor sensível  $H$  e de calor latente  $LE$  utilizando a velocidade de atrito medida pelo primeiro modo ( $u_{*,1}$ ), visto que geraram as menores raízes do erro quadrático médio ( $REQM$ ).

Surpreendentemente, quando analisados os resultados do  $REQM$  e do  $R^2$ , conclui-se que a adição do termo de instabilidade provoca uma piora na estimativa de todos os parâmetros ( $u_*$ ,  $\tau$ ,  $H$  e  $LE$ ). Somente o caso de  $\hat{H}_1$  estimado com  $z_{0\tau}$  não constante é uma exceção, pois possui uma menor dispersão quando calculado para condições instáveis ( $\zeta < 0$ ).

É possível observar uma significativa melhora das estimativas do fluxo de calor latente  $LE$  quando elas são calculadas pela teoria da similaridade de Monin Obukhov (equação 3.46) em relação às calculadas pelo método de transferência de massa (equação 3.14). O  $REQM$  obtido com o método de transferência de massa é quase 3 vez maior do que o menor  $REQM$  obtido com Monin Obukhov, fato que é facilmente observado nos gráficos, visto que as estimativas obtidas com o método de transferência superestimam muito mais as medições do fluxo  $LE$  do que as estimativas de Monin Obukhov.

Portanto, considerando que o principal objetivo deste trabalho é testar a eficácia de métodos que estimam a evaporação, concluí-se que o método mais eficaz para o conjunto de dados utilizados foi o da teoria da similaridade de Monin-Obukhov, utilizando a velocidade de atrito  $u_{*,1}$ , considerando condições neutras ( $\zeta = 0$ ) e a rugosidade  $z_{0r}$  como uma variável que depende da velocidade de atrito.

# Referências Bibliográficas

- A. Martins, C., L. L. Moraes, O., e C. Acevedo, O. (2004). Análise dos Parâmetros de Intensidade da Turbulência em Inomogeneidade Espaciais e Temporais. Relatório técnico, Universidade Federal de Santa Maria.
- Bernardes, M. (2008). Conceitos de Estabilidade Atmosférica e Dispersão Atmosférica.
- Bernardes, M. e Dias, N. (2010). The alignment of the mean wind and stress vectors in the unstable surface layer. *Boundary-layer meteorology*.
- Cancelli, D. M. (2006). Um modelo para a evolução térmica de lagos profundos. Tese de Mestrado, UFPR.
- Chow, V. T., Maidment, D. R., e Mays, L. W. (1988). *Applied Hydrology*. McGraw Hill.
- de Albuquerque Soares, W., Dantas Antonino, A. C., Romualdo de Sousa Lima, J., Soares de Souza, E., Gico Lima Montenegro, S. M., e Brayner de Oliveira Lira, C. A. (2013). Simulação dos Fluxos de Água e de Energia na Microbacia Hidrográfica da Represa Vaca Brava no Brejo Paraibano. *Revista Brasileira de Recursos Hídricos*.
- de Oliveira Roque, R. e Sansigolo, C. A. (2010). Estimativas de Evaporação do Lago de Taquaruçu, SP pelo Modelo Conceitual de Morton. *Revista Brasileira de Recursos Hídricos*.
- Dias, N. (1986). Estimativas climatológicas de evaporação em lagos. Tese de Mestrado, COPPE/UFRJ.
- Dias, N. L. (2014). Notas de micrometeorologia.
- Dias, N. L. e Reis, R. (1998). Métodos de cálculo do balanço de entalpia em lagos e erros associados. *Revista Brasileira de Recursos Hídricos*.
- EPE, E. D. P. E. (2013). Balanço Energético Nacional 2013. Relatório técnico, Ministério de Minas e Energia.
- Fernandes, E. J. (2007). Estudo do calor sensível e latente obtidos por intermédio da razão de Bowen em uma cultura de soja irrigada. *Irriga - Botucatu*.

- Gondim, R. S., Júnior, S. C. d. F. F., Evangelista, S. R. M., de Castro, M. A. H., e dos Santos Teixeira, A. (2011). Impacto das Mudanças Climáticas na Evapotranspiração em Nível de Bacia Hidrográfica Utilizando um Sistema de Informações Geográficas. *Revista Brasileira de Recursos Hídricos*.
- Kan, A. e Dias, N. L. (2008). Evaporação Líquida no Reservatório de Foz do Areia, PR: Estimativas dos Modelos de Relação Complementar Versus Balanço Hídrico Sazonal e Balanço de Energia. *Revista Brasileira de Recursos Hídricos*.
- Katul, G., Goltz, S. M., Hsieh, C.-I., Cheng, Y., Mowry, F., e Sigmon, J. (1995). Estimation of surface heat and momentum fluxes using the flux-variance method above uniform and non-uniform terrain. *Boundary-Layer Meteorology*, 74(3):237–260.
- Kelman, J., Kelman, R., e Pereira, M. V. F. (2004). Energia firme de sistemas hidrelétricos e usos múltiplos dos recursos hídricos. *Revista Brasileira de Recursos Hídricos*, 9(1):189–198.
- Leitão, M. d. M. V. B. R., de Oliveira, G. M., e Leitão, T. J. V. (2007). Avaliação do desempenho de diferentes métodos de estimativa da evaporação para duas regiões da Paraíba. *Revista Brasileira de Engenharia Agrícola e Ambiental*.
- Rodrigues, C. M. M. (2009). *Cálculo da evaporação de albufeiras de grande regularização do sul de Portugal*. Tese de Doutorado, Universidade de Évora.
- Tucci, C. E. M. (2012). *Hidrologia: ciência e aplicação*. Editora UFRGS, 4ª edição ed.
- Vissotto Junior, D. e Dias, N. L. (2013). Método empírico para determinação de outliers em séries de fluxos de dados micrometeorológicos pós-processados. *Ciência e Natura*.