

ESTUDO ESTATÍSTICO DO CONTÍNUO LYMAN EM EXPLOSÕES SOLARES

Daniel Pedroso Neri e Paulo José de Aguiar Simões

Apoio: PIBIC Mackenzie

RESUMO

Na coroa solar, a radiação ultravioleta extrema (EUV, *extreme ultraviolet*) é gerada por linhas espectrais de diversas espécies atômicas e contínuo *free-free* e de recombinação atômica. O *Extreme Ultraviolet Variability Experiment* (EVE), a bordo do *Solar Dynamics Observatory* (SDO), foi projetado para observar o Sol como estrela (sem resolução espacial) nessa faixa do espectro magnético. Nesta faixa é encontrado o contínuo Lyman (LyC) de recombinação do hidrogênio, que é formado na base da região de transição, onde a atmosfera solar sofre um alto gradiente de temperatura e densidade entre a cromosfera e a coroa. Machado e Noyes (1978) sugeriram que a temperatura da camada de formação do LyC pode ser estimada através de um ajuste de curva de corpo negro no espectro LyC, tanto no Sol calmo como em explosões solares, o que foi demonstrado posteriormente por Machado et al. (2018) usando dados do EVE. Neste trabalho apresentamos os resultados da primeira análise estatística da temperatura da camada de formação do LyC em explosões solares observadas entre 2010 e 2014 pelo EVE.

Palavras-chave: Explosões Solares. Radiação UV. Constante Lyman

ABSTRACT

In the solar corona, extreme ultraviolet radiation (EUV) is generated by various spectral lines from different atomic species and free-free and recombination continuum radiation. The Extreme ultraviolet Variability Experiment (EVE), aboard Solar Dynamics Observatory (SDO), was designed to observe the Sun-as-star (without special resolution) in this range of the magnetic spectrum. In this range, we find the Lyman Continuum (LyC) of the hydrogen recombination, which is formed at the base of the transient region, where the solar atmosphere suffers a great gradient of temperature and density between the chromosphere and the corona. Machado and Noyes (1978) suggested that the temperature of the LyC forming layers can be estimated by fitting both the pre-flare and flare excess with a blackbody function, which was later shown by Machado et al. (2018) using EVE data. In this paper, we present the results of the first statistic temperature analysis of the LyC forming layer at solar flares observed between 2010 and 2014 by EVE.

Keywords: Solar Flares. UV Radiation. Lyman Continuum

1. INTRODUÇÃO

Lançado abordo da nave espacial *Solar Dynamics Observatory* (SDO) em 11 de fevereiro de 2010, o Experimento de Variabilidade do Ultravioleta Extremo, *Extreme ultraviolet Variability Experiment*, ou EVE, tem providenciado constantemente diversas informações espectrais, incluindo o contínuo de Lyman (LyC) e as linhas de Lyman, objetos de estudo desse trabalho. Nosso objetivo com esse trabalho é medir o comportamento de duas variáveis do LyC em sol calmo e durante eventos solares (também chamados *flares*), a temperatura de cor T_c e o coeficiente b_1 , recriando de certa forma o trabalho de Machado et. al. (2018) para cerca de trinta eventos com ocorrência entre 2010 e 2014. A relevância desse estudo se encontra na forma de compreender como a região de transição da cromosfera responde à entrada de energia gerada por uma explosão solar, e dentro de escalas de tempo proporcionais a liberação impulsiva de energia.

2. REFERENCIAL TEÓRICO

O LyC é formado em uma fina camada da atmosfera solar onde a temperatura sobe das camadas mais densas e frias da cromosfera e fotosfera, $T \leq 10^4$ K, para a coroa solar, $T > 10^6$ K, chamada de região transitória. Mais especificamente, a maior parte das emissões do contínuo vem do topo da cromosfera (ver Vernazza et al. 1973, 1976, 1981; VAL, Avrett & Loeser 2008) estando assim sujeito a qualquer mudança no balanceamento de energia dessas estruturas. Em termos físicos, é por causa da recombinação de elétrons livres para o primeiro nível do núcleo do hidrogênio, e como em densidades cromosféricas a termalização dos elétrons ocorre rapidamente, sendo mais rápida em densidades maiores durante as explosões, seu espectro reflete a temperatura do ambiente.

Os primeiros e efetivos estudos compreensivos sobre a observação de LyC em explosões solares foram feitos por Machado e Noyes (1978). Essas informações atuando em conjunto com outras características espectrais, foram usadas para calcular um modelo semiempírico modelos de explosões na cromosfera e fotosfera (Machado et al. 1980, Avrett et al. 1986, Mauas et al. 1990). Os estudos de Machado e Noyes (1978) mostraram um aumento significativo, em fatores de 10 e 100, na intensidade do LyC comparada aos valores do sol calmo, enquanto mantinham de forma geral uma temperatura de cor contínua, $T_c \sim 8000 - 8500$ K, similar aos valores observados em Sol calmo, com efetiva tendência a maiores valores para eventos mais fortes. Modelos mais detalhados subsequentemente confirmaram

de maneira muito clara esses resultados mostrando que os grandes aumentos na intensidade estavam associados com altas densidades na camada onde o contínuo é formado (912 Å, onde $1 \text{ Å} = 10^{-10} \text{ m}$), levando a um crescente acoplamento de colisão para a temperatura local. Como mostrado por Noyes & Kalkofen (1970) o brilho do contínuo, I_λ , para a radiação com comprimento de onda λ , pode ser escrito como uma aproximação de Eddington-Barbier:

$$I_\lambda \approx S_\lambda(\tau = \mu) = \frac{B_\lambda(T)}{b_1}, \quad (1)$$

onde $B_\lambda(T)$ é a função de Planck, S_λ é a função fonte, na camada onde a profundidade óptica τ é igual ao cosseno do ângulo de visada, μ , e

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) - 1}, \quad (2)$$

onde h é a constante de Planck, c é a velocidade da luz, k_B é a constante de Boltzmann, e b_1 o coeficiente de equilíbrio termodinâmico não-local (no inglês non local thermodynamic equilibrium, NLTE, departure coefficient). Este coeficiente é da ordem de 10^2 - 10^3 durante períodos sem atividade intensa (Sol calmo), porém durante os eventos solares, chega próximo a ordem unitária enquanto os valores de I_λ crescem em temperaturas similares (Equação 1).

Por fim, Machado e Noyes (1978) também mostraram que a temperatura de cor, T_c , determinada em comprimentos de onda menores ($\lambda \leq 790 \text{ Å}$) foi maior do que as medidas mais próximo da camada de formação do contínuo. Isso indica a presença de maiores temperaturas do plasma na região de formação do LyC, com T da ordem de 10^4 K . Vale a pena ressaltar que a amostra de explosões utilizada por Machado e Noyes se referem, em grande parte dos casos, a explosões relativamente pequenas e não tão brilhantes no H α (emissão da linha do hidrogênio da transição $3 \rightarrow 2$, tomada como referência para a intensidade de explosões solares nos anos 70).

3. METODOLOGIA

O objetivo primário do EVE era monitorar continuamente as mudanças ocorridas nos níveis do ultravioleta extremo (EUV) do Sol em diversos comprimentos de onda e temperaturas, em intervalos de tempo de 10 segundos, escala de tempo usada durante eventos solares. O instrumento é composto por dois componentes espectrógrafos no EUV,

(MEGS, do inglês *Multiple EUV Grazing Spectrograph*) que cobrem duas diferentes faixas de comprimento de onda, 65 – 370 Å para o MEGS-A e 370 – 1050 Å para o MEGS-B, a faixa onde o LyC está contido. O instrumento operou ininterruptamente até 26 de maio de 2014, onde MEGS-A sofreu uma anomalia elétrica que interrompeu seu funcionamento. Pouco tempo depois do lançamento, o MEGS-B também começou a deteriorar, assim, sua exposição passou, devido aos problemas apresentados, a ser limitada a cinco minutos por hora, e três horas por dia, depois da perda do MEGS-A o software de MEGS-B foi atualizado para responder a um gatilho de explosão. Caso os sensores observassem um fluxo de raios X que excedessem os níveis de uma explosão M1 (irradiância $\geq 10^{-5} \text{ W/m}^2$ na banda 1-8 Å), então MEGS-B começaria a coletar informações pelas próximas três horas.

É importante ressaltar que nesse estudo foi usada a sétima versão dos dados SDO/EVE MEGS-B. Tanto a aquisição dos dados (disponíveis em repositórios públicos online), quanto a sua análise foram feitos utilizando scripts em Python, desenvolvidos especificamente para este trabalho. Para a aquisição, de acordo com o que era esperado, foi criado um código que, a partir de uma lista de eventos, as informações relevantes fossem retiradas, mais especificamente dia do evento, que mais tarde seria convertido para dia do ano, e as horas em que o evento se passou, com essas informações apresentadas, pudemos automaticamente escrever os links de todos os dados desejados e assim fazer as requisições de download das informações direto do [repositório de dados do EVE](#).

Já que os dados do EVE são fornecidos em unidades de irradiância ou densidade de fluxo (F_λ ; $\text{W m}^{-2} \text{ nm}^{-1}$) para este trabalho é necessário converter para unidades de intensidade específica (I_λ ; $\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Å}^{-1} \text{ sr}^{-1}$), através do ângulo sólido Ω da fonte emissora, para que o ajuste de corpo negro possa ser feito.

$$I_\lambda = \frac{F_\lambda}{\Omega}$$

Notamos aqui que em Astrofísica, é comum utilizar o sistema de unidade cgs, por razões históricas. Fora dos períodos de explosão (Sol calmo), conforme o observado, os dados de espectro do EVE são integrados por todo o disco solar, portanto o ângulo sólido correspondente, Ω_{QS} , é dado por:

$$\Omega_{QS} = \frac{\pi R_\odot^2}{(1AU)^2}, \quad (3) \text{ onde } R_\odot \text{ é o raio solar e } AU \text{ é a unidade astronômica } (1AU = 1,495978707 \times 10^{11} \text{ m}).$$

Porém durante uma explosão solar, as emissões detectadas pelo EVE vêm de uma área muito mais localizada. Baseado em estudos prévios sobre as faixas de *flares* (explosões

solares) a área de *flare*, A_{flare} , foi tomada como sendo 10^{18} cm^2 , seguindo a mesma suposição feita por Machado et al. (2018), resultando em um ângulo sólido dado por:

$$\Omega_{flare} = \frac{A_{flare}}{(1AU)^2}. \quad (4)$$

Assim a conversão de densidade de fluxo, F_λ , para intensidade específica é:

$$I_\lambda = \frac{100F_\lambda}{\Omega}, \quad (5)$$

onde o fator 100 aparece pelo fato que $1 \text{ W m}^{-2} \text{ nm}^{-1} = 100 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Å}^{-1} \text{ sr}^{-1}$.

Para a análise dos dados EVE, também utilizamos um código Python, desenvolvido para este trabalho, para fazer a leitura e o tratamento dos dados de cada evento, a conversão de unidades (Equações 3,4 e 5) fazendo o ajuste da função da Equação 1 para a obtenção dos parâmetros T_c e b_1 . Mesmo realizando todos esses procedimentos, precisamos filtrar os dados, já que em alguns casos havia muito ruído, impossibilitando o estudo do evento, já em outros havia falta de informação nos dados ocasionados pelo dano sofrido pelo satélite, ainda em outros casos houve uma revisão entre a sexta versão (versão para a qual a lista de eventos foi criada), para a sétima versão dos dados, assim alguns eventos não havia dados relevantes para o estudo.

É importante destacar que a filtragem dos dados pelos motivos citados (tanto por haver muito ruído, como por falta de informações, quanto pela revisão entre a sexta e sétima versões), foi essencial para que a exatidão dos dados tornasse a análise mais adequada, afinal qualquer alteração em qualquer um desses itens poderia alterar significativamente os resultados, o que poderia comprometer a análise final e os eventuais resultados.

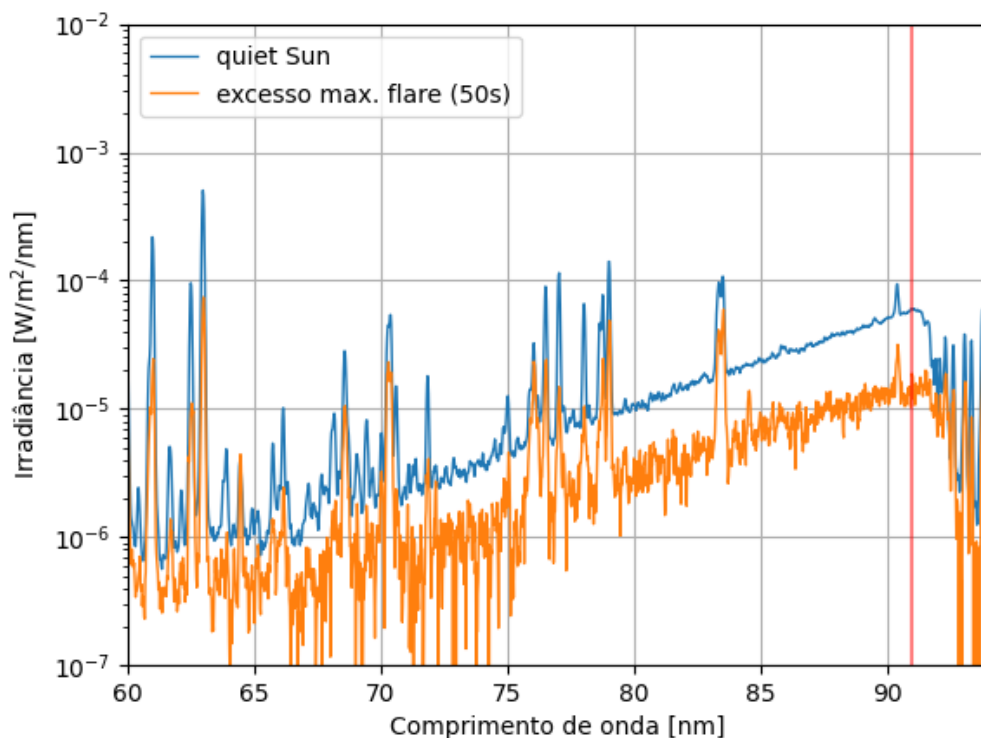


Figura 1 – Exemplo de espectros da irradiância do LyC durante períodos de sol calmo e *flare*, tomados em 15 de fevereiro de 2011.

Uma parte importante para a análise dos dados é subtrair o espectro do período *pre-flare* do período de *flare*, sobrando assim apenas o espectro do excesso da emissão, caracterizando um *flare*. A Figura 1 mostra esse processo para o evento de 15 de fevereiro de 2011: o espectro do sol calmo (em azul), e o espectro do excesso de *flare* (em laranja), obtido subtraindo o espectro de sol calmo do espectro durante a explosão solar. Nota-se que a inclinação dos espectros entre 75 e 91 nm é diferente, indicando mudança na temperatura de cor.

Os resultados observados em sol calmo foram obtidos utilizando o mesmo método utilizado por Machado et al. 2018, sendo assim após converter os valores fornecidos pelo EVE para unidades de intensidade específica, ajustamos uma função de corpo negro para os comprimentos de onda um pouco diferentes dos utilizados no método original, Machado et al. 2018 utiliza uma função de 800 – 914 Å, decidimos utilizar uma banda um pouco maior de 724 – 914 Å ou 72,4 – 91,4 nm, este ajuste que usamos, 72,4 – 91,4 nm, juntamente com o ajuste utilizado no Machado et al. 2018, 80,0 – 91,4 nm, para verificar se haveria impacto nos resultados. Isto pode ser observado na Figura 2.

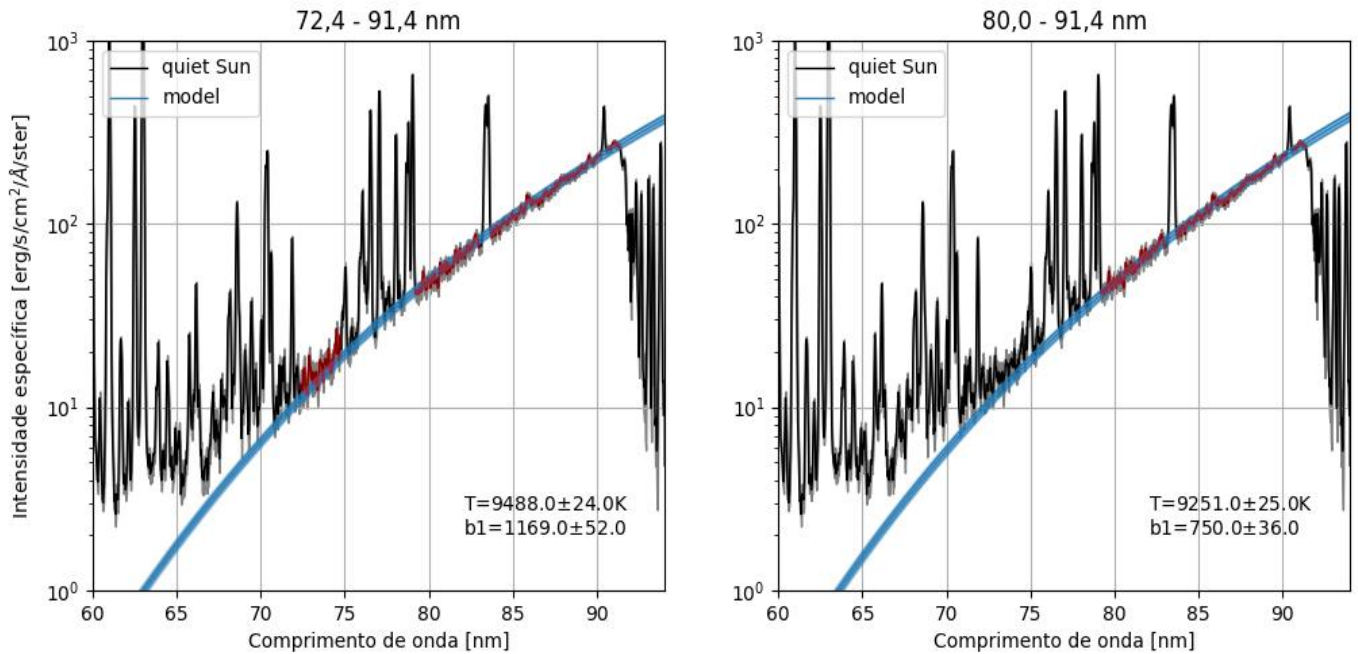


Figura 2 – Exemplo do espectro do LyC durante sol calmo.

Na Figura 2, temos a comparação entre o espectro do LyC observado durante o período calmo antes do evento ocorrido em 15 de fevereiro de 2011, em unidades de intensidade específica, para um ajuste em duas bandas diferente. Em azul temos a linha do ajuste da curva (Equação 1) para as faixas do espectro que utilizamos, tais faixas estão marcadas em vermelho sobre o espectro, evitando a inclusão das linhas espectrais no ajuste. Podemos observar que no lado direito temos o modelo utilizado por Machado et al. 2018, ajustando a função para uma banda de 80 – 92 nm, e do lado esquerdo observamos que temos a banda utilizada em nossa análise, de 72,4 – 91,4 nm, os valores de T_c e b_1 encontrados, juntamente com suas respectivas incertezas. Pode-se observar que, por conta de levarmos um trecho extra do espectro em conta, houve um aumento tanto em T_c como em b_1 , como discutido por Machado et al. (2018).

Sendo assim aplicamos pragmaticamente a mesma metodologia do sol calmo para os eventos solares nos períodos próximos ao pico da fase de impulso. Após subtrair o espectro pré-explosão e contabilizar as mudanças necessárias, foi possível observar que a intensidade do LyC aumentou em fatores de 10^3 - 10^4 relativo aos valores de sol calmo, ou seja, foram de pôr volta de $10^2 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Å}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ no pico do contínuo para 10^5 – $10^6 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Å}^{-1} \text{ sr}^{-1}$, como é possível observar na Figura 3.

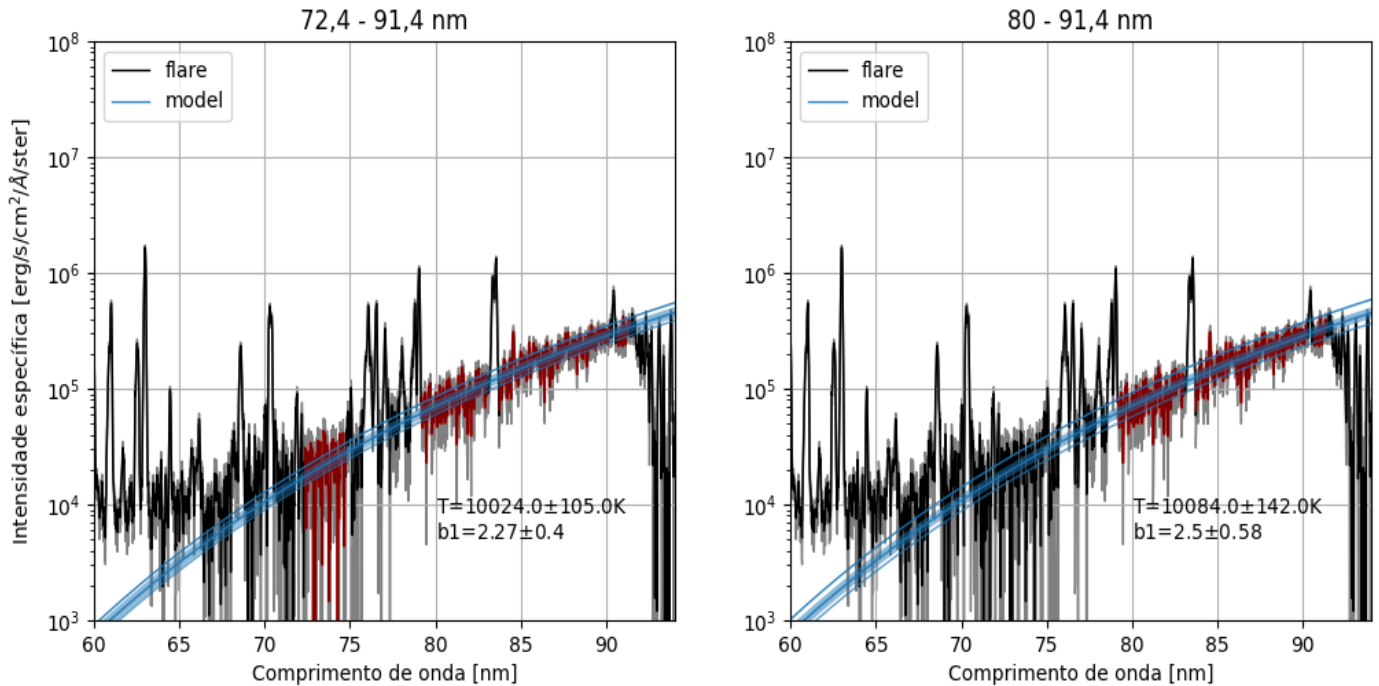


Figura 3 – Espectro do LyC durante uma explosão, com ajustes em 2 faixas espectrais como na Figura 2.

Os espectros também são notavelmente mais densos do que em sol calmo, o que indica uma temperatura de cor muito maior, geralmente entre 10000 - 12500 K. Em todos os casos verificados os valores de b_1 caíram significativamente em relação aos valores quiescentes, frequentemente se aproximando de valores unitários. Até mesmo em alguns casos, obtivemos $b_1 < 1$, provavelmente podemos dizer que esses valores são uma consequência evidente da área constante assumida de forma arbitrária ser menor que a área real do evento, portanto, não se pode atribuir nenhuma significância física a esse comportamento (como discutido em Machado et al. 2018). A Figura 3 também mostra uma comparação entre as bandas utilizadas originalmente por Machado et al. 2018 e as bandas utilizadas neste estudo durante o evento ocorrido em 15 de fevereiro de 2011, juntamente com os valores de T_c e b_1 e suas incertezas, porém neste caso durante uma explosão solar. Neste caso podemos observar que os valores de T_c obtidos para as duas faixas de ajuste são similares, dentro de suas incertezas.

4. RESULTADO E DISCUSSÃO

Após a análise dos dados e compilações de todas as informações necessárias para o desenvolvimento do projeto, foi possível reunir resultados significativos para o entendimento dos processos de emissão de contínuo de eventos solares.

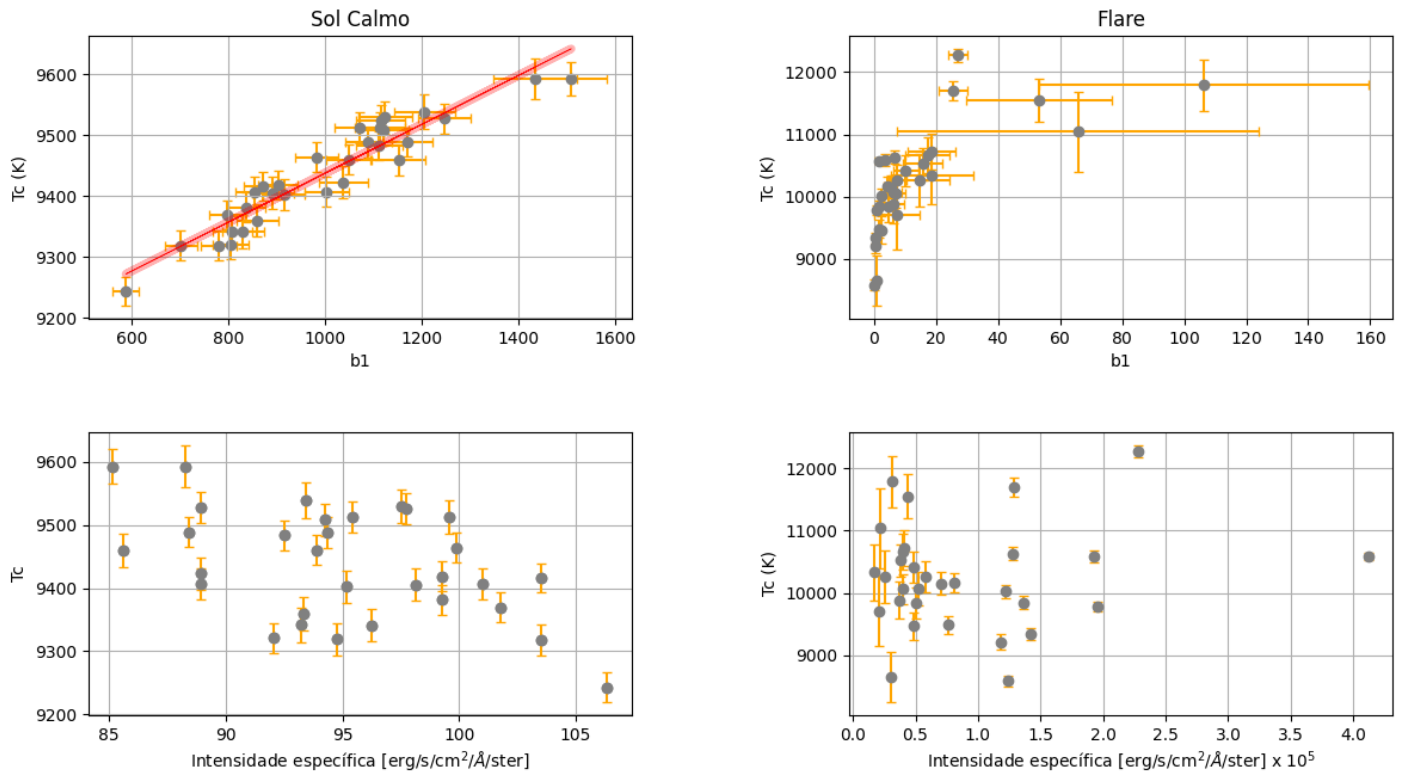


Figura 4 – Correlações entre os parâmetros para Sol calmo e flares juntamente com os respectivos erros. Comparação entre T_c e b_1 para o (a) Sol calmo e (b) flares; comparação entre T_c e I_λ em 91nm para (c) Sol calmo e (d) flares.

A Figura 4 apresenta graficamente os resultados de todos os eventos estudados, estes resultados podem ser observados com mais detalhes na Tabela 1, mostrando como que T_c se comporta com a variação de b_1 , na parte superior da figura, e com a variação da intensidade específica, parte inferior, para os períodos de sol calmo, a esquerda, e em períodos de flare, a direita. Tanto os valores de temperatura, geralmente variando entre 9300 – 9600 K, quanto os valores de b_1 , variando entre 10^2 – 10^3 , condizem com os obtidos por Machado et al. (2018).

Observamos que a única correlação significativa que encontramos foi entre T_c e b_1 durante sol calmo, a linha vermelha representa a correlação entre os dois parâmetros, como podemos observar, durante os períodos de sol calmo, um b_1 maior representa uma temperatura T_c maior. Também podemos observar que na maior parte dos eventos estudados, as temperaturas de sol calmo se encontram entre 9300 – 9550 K, com coeficientes b_1 variando entre 700 – 1250. Além disso podemos observar na relação de T_c e b_1 durante as explosões que, em sua maioria, os coeficientes b_1 são da faixa entre 0 e 20, com poucos casos fora desse padrão, em concordância com os resultados de Machado e Noyes (1978) e Machado

et al. (2018). Para os casos onde $b_1 \gg 1$ podemos inferir que uma possível explicação para esses casos seria o fato de assumirmos uma área de estudo fixa; nesses casos é possível

Data do Evento	Hora Inicial	Sol Calmo				Flare			
		Tc (K)	Incerteza de Tc	b1	Incerteza de b1	Tc (K)	Incerteza de Tc	b1	Incerteza de b1
15/04/2014	09:00:00.071	9369.49	24.18	797.16	36.57	9884.45	302.43	6.36	3.29
03/07/2012	20:00:03.449	9530.12	26.54	1123.77	54.55	10071.42	269.32	6.11	2.71
03/07/2012	15:00:03.398	9507.84	24.98	1120.53	51.56	9711.39	564.55	7.41	7.4
03/07/2012	06:00:03.316	9318.97	24.99	778.99	37.31	11043.47	640.33	65.77	58.17
03/07/2012	03:00:03.288	9320.8	24.12	804.99	37.16	9485.0	147.49	1.53	0.42
02/07/2012	23:00:03.248	9512.52	25.22	1112.01	51.65	9335.78	91.22	0.63	0.11
02/07/2012	19:00:03.205	9341.43	26.9	829.73	42.56	10721.08	284.37	18.65	7.76
02/07/2012	18:00:03.195	9360.1	26.64	858.77	43.52	10667.47	283.83	17.25	7.25
24/03/2011	17:00:03.331	9592.58	27.24	1508.39	74.06	10262.66	255.69	7.47	3.02
10/03/2014	15:00:00.661	9464.27	24.21	981.9	44.27	8651.18	405.5	0.77	0.69
04/02/2014	16:00:01.666	9242.76	23.49	587.3	26.92	11787.53	407.23	106.31	53.02
01/01/2014	19:00:02.727	9418.21	23.5	901.99	39.94	8585.54	93.35	0.15	0.03
25/10/2013	21:00:05.304	9381.56	24.07	836.61	38.11	9465.34	225.07	2.25	0.94
06/07/2012	08:00:04.032	9402.26	25.01	914.92	43.09	10330.79	447.86	18.72	13.18
05/07/2012	21:00:03.926	9525.1	24.5	1114.88	50.31	9212.22	120.22	0.62	0.15
10/05/2012	20:00:01.552	9488.35	24.13	1089.23	48.7	9838.15	251.06	4.56	1.98
27/04/2012	08:00:08.144	9460.39	23.8	1047.37	46.4	10059.4	240.25	7.22	2.87
14/03/2012	15:00:05.827	9415.89	23.34	870.61	38.24	10522.77	259.03	15.69	6.18
26/12/2011	20:00:04.032	9512.67	26.25	1071.55	51.7	10259.91	425.49	14.6	9.88
05/11/2011	20:00:00.464	9406.89	24.65	854.59	39.44	10419.75	251.64	10.28	3.98
25/09/2011	05:00:09.073	9341.36	26.01	807.66	39.81	11549.24	351.39	53.19	23.54
04/08/2011	04:00:05.733	9407.25	24.51	1002.47	46.08	10590.95	95.67	3.75	0.53
03/08/2011	04:00:05.504	9422.75	26.03	1037.11	50.32	11693.95	151.3	25.51	4.74
30/07/2011	02:00:04.554	9592.78	33.73	1433.52	87.11	12270.35	103.22	27.11	3.13
07/03/2011	20:00:08.412	9483.47	23.6	1110.88	48.41	10159.49	158.12	4.22	1.08
16/02/2011	14:00:03.193	9459.83	26.15	1151.31	55.84	10149.65	182.3	5.35	1.58
14/02/2011	17:00:02.688	9527.36	24.04	1245.7	54.75	10631.27	108.58	6.49	1.04
07/01/2014	18:00:04.229	9318.49	24.74	701.15	33.5	9783.54	70.27	0.9	0.11
07/03/2012	00:00:03.293	9538.76	28.54	1204.89	63.49	10578.78	56.13	1.64	0.14
03/11/2011	20:00:09.932	9405.44	25.65	891.44	42.94	9838.83	105.6	1.59	0.29
15/02/2011	02:00:02.785	9488.26	23.84	1169.13	51.59	10023.75	105.1	2.27	0.4

que a área real do evento fosse bem menor que a área assumida: incertezas na definição da área afetam diretamente o valor de b_1 encontrado.

De qualquer forma, os resultados obtidos mostraram que de forma geral os picos da temperatura de cor excedem 10^4 K, valores significativamente maiores que os resultados de Machado e Noyes (1978), lembrando que isso também foi observado por Machado et al. 2018,

de forma que os resultados obtidos no experimento se assemelham mais com as conclusões de Machado e Noyes (1978) para comprimentos de onda menores.

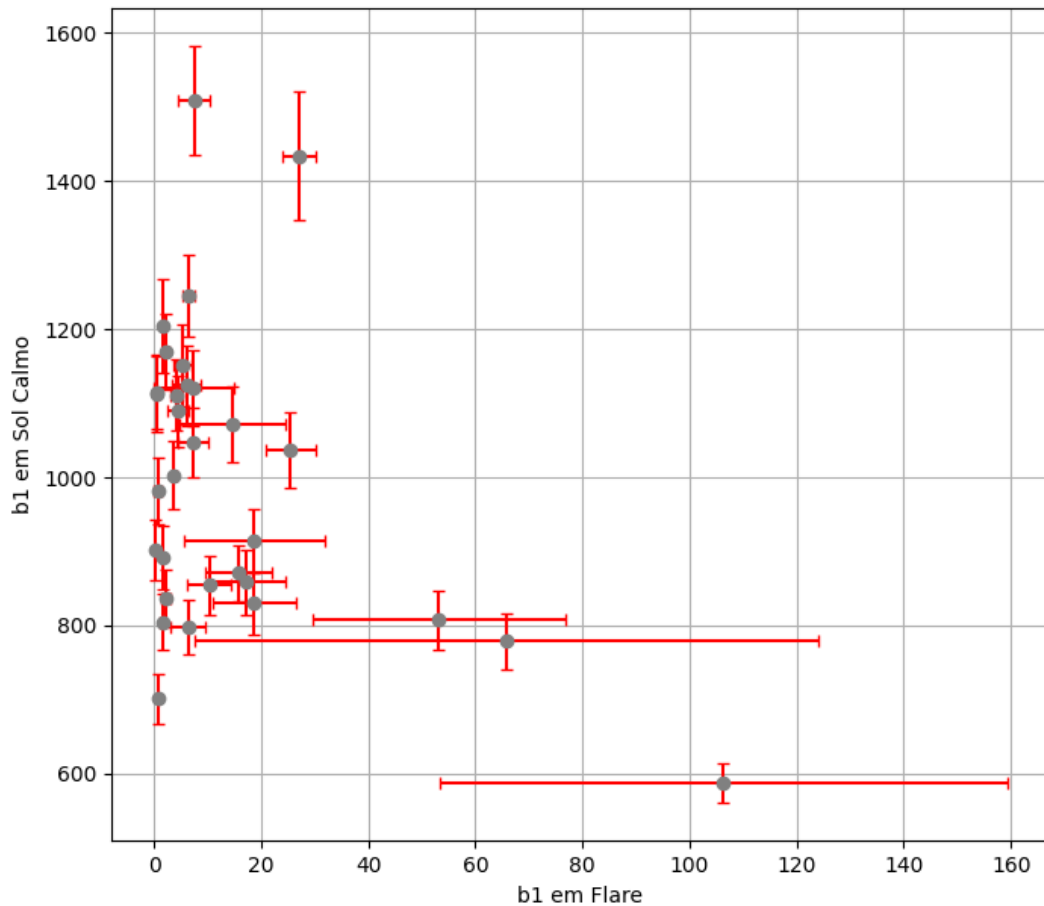


Figura 5 – Relação entre os coeficientes b_1 no Sol calmo e durante flares juntamente com os respectivos erros.

Outra relação que tentamos observar foi entre os coeficientes b_1 em sol calmo e durante flare, os resultados obtidos podem ser encontrados na Figura 5, como pode-se observar não encontramos nenhuma correlação significativamente marcante para ser registrada. Um possível motivo para isso, como podemos supor, pode ser que como os dados de espectro do sol como estrela fornecidos pelo EVE não nos dá informações sobre a região da explosão solar, nós assumimos uma área arbitrária de 10^{18} cm^2 (Machado et al. 2018). Em alguns casos é possível observar $b_1 > 1$, isso ocorre justamente por assumirmos uma área fixa na conversão para unidades de intensidade específica, o que implica evidentemente que os excessos de espectro nas explosões são originados em uma área de 10^{18} cm^2 , em nossa metodologia, b_1 cresce de maneira linear com a área do evento, portanto se as áreas dos

eventos fossem maiores, então b_1 precisaria ser maior para o ajuste do espectro de $B_\lambda(T)$. De qualquer forma, o coeficiente de partida continuaria sendo $b_1 < 10$ se assumíssemos uma área mais típica em feixes de explosão, 10^{19} cm^2 (Kazachenko et al. 2017). Por outro lado, podemos pensar que é possível que se a maior parte da emissão fosse originada em áreas de precipitação de partículas pequenas, $A < 10^{18} \text{ cm}^2$, as estimativas de b_1 poderiam resultar em valores menores que os observados no fluxo. De qualquer maneira podemos dizer que o fato que o coeficiente de partida b_1 caiu de valores de ordem 10^3 durante o sol calmo, para próximos a unidade durante os eventos, plenamente confirmam os resultados de Machado e Noyes (1978), (o que representa um ótimo referencial), essa queda acaba nos mostrando que a radiação emitida se origina de regiões atmosféricas presumidamente mais profundas e muito mais densas.

Nossos resultados mostram aumento em T_c e o decrescimento de b_1 durante explosões solares em concordância com Machado e Noyes (1978) e Machado et al. 2018. Esse resultado era esperado dado que a base da região de transição aquecida pela explosão teria uma densidade de elétrons muito maior devido a uma maior ionização fracionada do hidrogênio. Por isso podemos dizer que a partir disso, temos duas consequências, a primeira delas se refere ao aumento da taxa de colisão causando a diminuição do coeficiente de equilíbrio termodinâmico não local, b_1 , e a segunda que se refere a um aumento significativo na opacidade do LyC, subsequentemente formado em uma camada mais profunda e mais quente.

Seguindo a argumentação apresentada por Machado et al. (2018), assumindo condições características de uma atmosfera de evento, podemos estimar o comprimento Δ_z da camada $\tau_{\text{LyC}} = 1$ utilizando a profundidade ótica do LyC, usando:

$$\tau_{\text{LyC}} = \sigma_1 n_1 \Delta_z, \quad (6)$$

Aqui assumimos que a fotoionização de seção transversal $\sigma_1 = 1,05 \times 10^{-26} \lambda^3 \text{ cm}^{-2}$, com grande densidade de hidrogênio e elétrons, ambos de ordem $10^{12-13} \text{ cm}^{-3}$ em regimes de temperatura em torno de 10^4 K (ver a tabela 4 de Machado et al. 1980 e Avrett et al. 1986). Considerando que a população do primeiro nível do hidrogênio, n_1 está na faixa de $10^{12-13} \text{ cm}^{-3}$ (Machado et al. 1980), a grossura da camada de formação do LyC, Δ_z , será de no máximo algumas centenas de quilômetros, se não menor, com temperaturas na faixa de 10^4 K à $2 \times 10^4 \text{ K}$; o que condiz com os achados por Machado et al. 2018, assim como os resultados desse trabalho. A dependência fotoionização de seção transversal do comprimento de onda nos dá uma diferença de aproximadamente 2 entre 700 Å e 912 Å . A simples observação e aplicação desses cálculos, indicam que facilmente a camada de formação do LyC, dentro de condições de uma explosão solar, será opticamente opaca. Além disso,

percebemos que todas as nossas estimativas de b_1 durante explosões indicam que o plasma se aproxima das condições de LTE, tal que $S_\lambda \cong B_\lambda(T)$. Assim pensamos que diferente das condições de Sol calmo, onde a profundidade de formação do LyC abrange uma região extensa (Avrett & Loeser 2008), em nossas amostras de explosões solares o LyC é formado em uma região relativamente estreita com as temperaturas características em torno de 10^4 K, próximo das condições de LTE, $b_1 \approx 1$.

Assim como notado por Avrett & Loeser (2008), a temperatura de brilho do LyC observada durante sol calmo aumenta quando diminuimos o comprimento de onda, isso é contraintuitivo já que a opacidade do LyC diminui juntamente com o comprimento de onda ($\sigma_1 \propto \lambda^3$). Já que em sol calmo, bem como em modelos de explosões, a temperatura e presumidamente a função fonte do contínuo diminuem com a profundidade, é de se pensar que se observaria uma diminuição da temperatura de cor em comprimentos de onda menores, diferente do que foi observado.

Avrett & Loeser (2008), mostram através da análise da dependência da altura da contribuição de funções em vários comprimentos de onda, que comprimentos de onda menores recebem não apenas influências das camadas da cromosfera, mas também de camadas de alta temperatura das regiões de transição, que possuem menor impacto na intensidade para comprimentos de onda maiores onde se encontra o pico do contínuo. A partir dessas afirmações podemos entender que essa contribuição das camadas mais quentes deve vir de uma camada opticamente fina ou então a temperatura de cor refletiria a maior temperatura. Assim como mostrado na Equação 1, a função fonte do contínuo, é aproximadamente a função de Planck dividida pelo coeficiente de escape, b_1 , assim um aumento de $B_\lambda(T)$, e, portanto, S_λ , entre temperaturas de ordem 8500 K e algumas vezes 10 K, chega a ser maior em 700 Å do que em 912 Å. Portanto para acompanhar todas as observações realizadas chegamos à conclusão que a temperatura deve crescer abruptamente para altos valores logo acima da região onde o pico do contínuo é formado.

5. CONSIDERAÇÕES FINAIS

As considerações sobre esse trabalho levam em conta que se trata dos resultados da primeira análise estatística da temperatura da camada de formação do LyC em explosões solares observadas entre 2010 e 2014 pelo EVE. É importante também salientar que como o objetivo desse trabalho é medir o comportamento de duas variáveis do LyC em sol calmo e durante eventos solares, a temperatura de cor T_c e o coeficiente b_1 , recriando de certa forma o trabalho de Machado et. al. (2018), as considerações vão se pautar por esse referencial.

Logo de início é preciso entender que uma abordagem qualitativa poderia não alcançar uma dimensão necessária para o fornecimento de dados suficientes para executar uma análise adequada de todo o processo. Para considerar esse estudo relevante, as análises de dados buscaram compreender como a região de transição da cromosfera responde à entrada de energia gerada por uma explosão solar, observou-se essas análises dentro de escalas de tempo proporcionais a liberação impulsiva de energia. Portanto, para o desenvolvimento desse trabalho foi preciso realizar uma análise quantitativa de todo o conjunto de respostas observadas das emissões do contínuo de Lyman segundo os moldes de Machado et al. (2018) para cerca de trinta eventos solares.

Seguindo o processo e analisando todos os dados coletados, foi possível perceber que os resultados encontrados apresentam um comportamento padrão em comum que, independentemente de qualquer modelo de evento solar assumido, indica como a baixa atmosfera solar responde a liberação de energia impulsiva, confirmando os achados de Machado et al. (2018).

Temos a destacar que a análise aqui apresentada, mostra que a fase de impulso é caracterizada por um rápido aumento na intensidade do LyC, associado a um espectro com uma temperatura de cor maior ($T_c > 10^4$ K) e um acoplamento mais forte da função original do contínuo com $B_\lambda(T)$. Vemos aqui um dado importante que indica de maneira objetiva que as emissões do LyC, quando partem de uma atmosfera estratificada, se originam claramente de uma de uma camada relativamente fina ($\Delta z < 100$ km), densa e profunda, com densidade de elétrons acima de 10^{13} cm^{-3} .

É muito importante notar as evidências sugerem que o balanço energético em totalidade da atmosfera do evento pode não ser uma relação de causa e efeito direto, tal como o aquecimento direto de partículas do LyC na cromosfera do evento, ao observar as evidências foi possível notar que apesar de que o aquecimento por um feixe direto de elétrons parece afetar a ionização do He I e He II (Simões et al. 2016), esse processo regula a temperatura do plasma local, que em troca pode afetar as condições gerais de condução térmica.

Vale a pena lembrar e registrar que a pesquisa de Machado et al. 2018 enfatizou de maneira direta a importância de estudar os processos de emissão de contínuo em atmosferas de eventos solares. Além disso esse trabalho serve como uma base de dados de emissões de LyC para maior variedade de eventos.

Acreditamos que o trabalho desenvolvido aprofundou as análises processuais dos mecanismos de funcionamento das emissões do contínuo de Lyman, servindo para ratificar as pesquisas anteriores além de demonstrar que a representatividade dos dados apresentados poderá contribuir para ampliar a base de dados sobre as emissões LyC.

6. REFERÊNCIAS

- AVRETT, E.; LOESER, R. Models of the Solar Chromosphere and Transition Region from SUMER and HRTS Observations: Formation of the Extreme-Ultraviolet Spectrum of Hydrogen, Carbon, and Oxygen. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, 2008.
- KAZACHENKO, M. et al. A Database of Flare Ribbon Properties from the Solar Dynamics Observatory. I. Reconnection Flux. **The Astrophysical Journal**, 2017.
- MACHADO, M. E.; MILLIGAN, R. O.; SIMÕES, P. J. A. LYMAN CONTINUUM OBSERVATIONS OF SOLAR FLARES USING SDO/EVE. **Astrophysics Journal**, 2018.
- MACHADO, M. E.; NOYES, R. W. Lyman continuum observations of solar flares. **Solar Physics**, 1978.
- MACHADO, M. et al. Semiempirical models of chromospheric flare regions. **The Astrophysical Journal**, 1980.
- MAUAS, P.; AVRETT, E.; MACHADO, M. The White-Light Flare of 1982 June 15: Models. **The Astrophysical Journal**, 1990.
- MILLIGAN, R. et al. THE RADIATED ENERGY BUDGET OF CHROMOSPHERIC PLASMA IN A MAJOR SOLAR FLARE DEDUCED FROM MULTI-WAVELENGTH OBSERVATIONS. **The Astrophysical Journal**, 2014.
- NOYES, R.; KALKOFEN, W. The solar Lyman continuum and the structure of the solar chromosphere. **Solar Physics**, 1970.
- SIMÕES, P. et al. Formation of the thermal infrared continuum in solar flares. **arXiv: Solar and Stellar Astrophysics**, 2017.
- SIMÕES, P. J. A. et al. Observations and Modelling of Helium Lines in Solar Flares. **Coimbra Solar Physics Meeting: Ground-based Solar Observations in the Space Instrumentation Era**, 504, 2016.
- VERNAZZA, J.; AVRETT, E.; LOESER, R. Structure of the Solar Chromosphere. Basic Computations and Summary of the Results. **The Astrophysical Journal**, 1973.
- VERNAZZA, J.; AVRETT, E.; LOESER, R. Structure of the solar chromosphere. II - The underlying photosphere and temperature-minimum region. **Astrophysical Journal Supplement Series**, 1976.
- VERNAZZA, J.; AVRETT, E.; LOESER, R. Structure of the solar chromosphere. III. Models of the EUV brightness components of the quiet sun. **Astrophysical Journal Supplement Series**, 1981.

Contatos: Daniel Pedroso Neri (Aluno): dani.neri8@gmail.com e Dr. Paulo José de Aguiar Simões (Professor): paulo.simoese@mackenzie.br