

# Impacto da passagem do Sistema Solar por nuvens moleculares escuras: um caso de habitabilidade local

Jurandi Leão<sup>1,3</sup>, Thays Bentes<sup>2</sup>, José Williams Vilas-Boas<sup>1</sup> e Carlos Alexandre Wuensche<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais

<sup>2</sup>Universidade do Vale do Paraíba

<sup>3</sup>Instituto Federal de São Paulo

---

## Resumo

Nuvens moleculares (NM) são regiões não homogêneas, neutras, com densidades volumétricas variando de  $10^2 \text{ cm}^{-3}$  a  $10^8 \text{ cm}^{-3}$ , extinções no visível de até 30 mag e temperaturas que variam entre 10 e 100 K. O Sistema Solar encontra-se em uma bolha de plasma de baixa densidade, circundada por NM escuras distribuídas em um raio de  $\sim 100 \text{ pc}$ . Em seu movimento no plano Galáctico, o Sistema Solar deve atravessar uma ou mais dessas regiões a cada órbita em torno do centro galáctico. Este trabalho discute o impacto do Sol estar imerso em uma NM e analisa os efeitos da radiação solar que atinge a Terra em função da densidade da região atravessada. Para densidades volumétricas da NM da ordem de  $\gtrsim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ , a frente de ionização alcança uma região de 1 unidade astronômica (UA) em cerca de 2 dias. Se a densidade é maior do que  $10^6 \text{ cm}^{-3}$ , todos os fótons UV ionizantes são consumidos em um volume esférico com raio menor do que 1 UA, resfriando significativamente a Terra em sua trajetória em torno do Sol. Se o SS entrar em uma nuvem interestelar com densidade maior ou igual a  $10^7 \text{ cm}^{-3}$  a radiação UV (que chega à Terra aproximadamente em 300 dias) será bloqueada, ou poderá permanecer nesse estado, indefinidamente, se a densidade das nuvens for maior. Nessas condições, a Terra passaria a existir em um ambiente com características do Meio Interestelar, o que teria consequências catastróficas para o clima do planeta.

## Abstract

Molecular clouds (MC) are non-homogeneous, neutral regions, with volumetric densities ranging from  $10^2 \text{ cm}^{-3}$  to  $10^8 \text{ cm}^{-3}$ , visible extinctions up to 30 mag, and temperatures ranging from 10 to 100 K. The Solar System lies in a low-density plasma bubble, surrounded by dark MC distributed in a radius of  $\sim 100 \text{ pc}$ . In its motion in the Galactic plane, the Solar System must traverse one or more of these regions at each orbit around the galactic center. This paper discusses the impact of the Sun being immersed in an MC and analyzes the effects of solar radiation that hits the Earth as a function of the density of the region traversed. For MC volumetric densities in the order of  $\gtrsim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ , the ionization front reaches a region of 1 astronomical unit (UA) in about 2 days. If the density is greater than  $10^6 \text{ cm}^{-3}$ , all ionizing UV photons are consumed in a spherical volume with radius less than 1 UA, significantly cooling the Earth in its trajectory around the Sun. If the SS enters an interstellar cloud with a density greater than or equal to  $10^7 \text{ cm}^{-3}$ , the UV radiation (that reaches Earth in approximately 300 days will be blocked) or it may remain in this state indefinitely if the cloud density is higher. Under these conditions, the Earth would come into existence in an environment with characteristics of the Interstellar Environment, which would have catastrophic consequences for the planet's climate.

**Palavras-chave:** habitabilidade, nuvens moleculares, astrobiologia

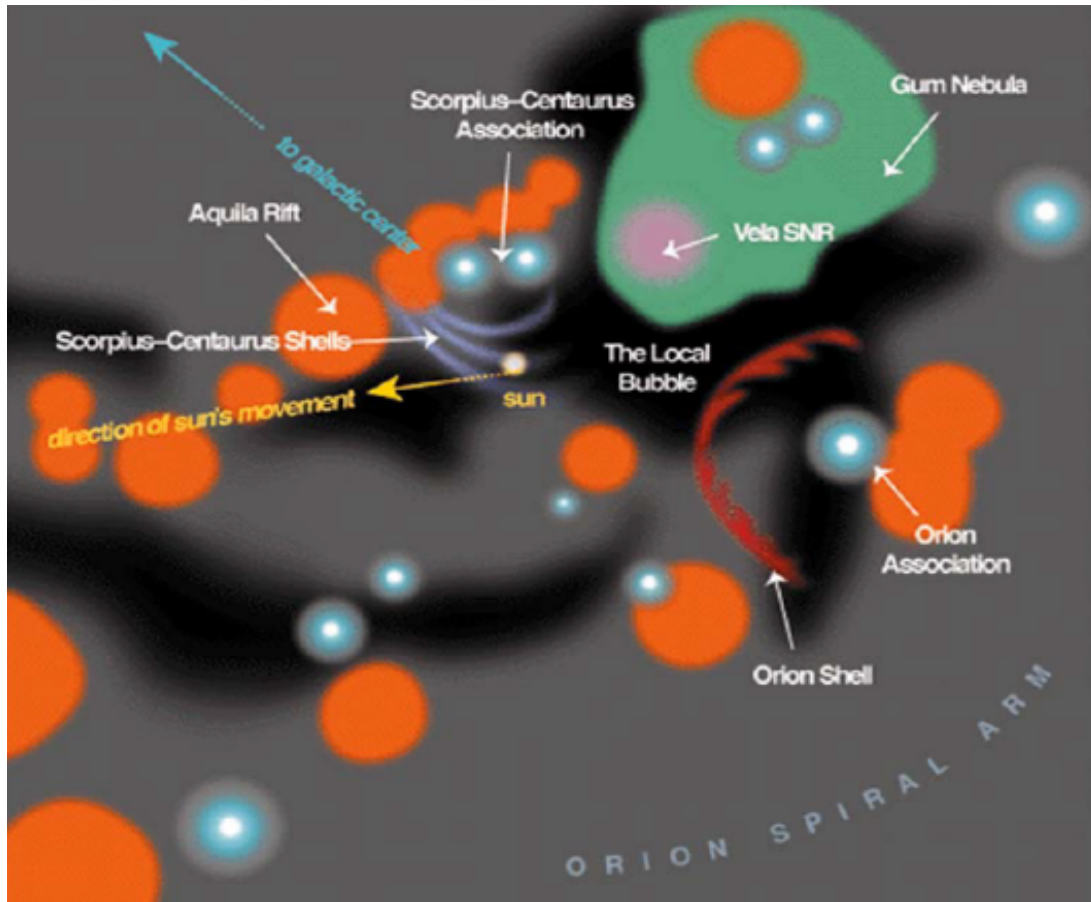
**Keywords:** habitability, molecular clouds, astrobiology

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v4n2.38783](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v4n2.38783)

## 1 Introdução

As nuvens moleculares (doravante NM) situadas na vizinhança do Sistema Solar (SS) têm massas menores que  $10^3$  massas solares ( $M_{\odot}$ ) e tem-

peratura cinética média da ordem de 10 a 50 K. Por terem essas características e estarem situadas a menos de 500 pc de distância do Sol, são denominadas de NM escuras. Estudos da distri-



**Figura 1:** Representação da bolha local e das NM localizadas na vizinhança solar. Em laranja são representadas as NM e em cinza as nuvens difusas. Em preto são mostradas as bolhas de gás ionizado, de baixa densidade e quentes, inclusive a bolha local. Fonte: Adaptada de [1].

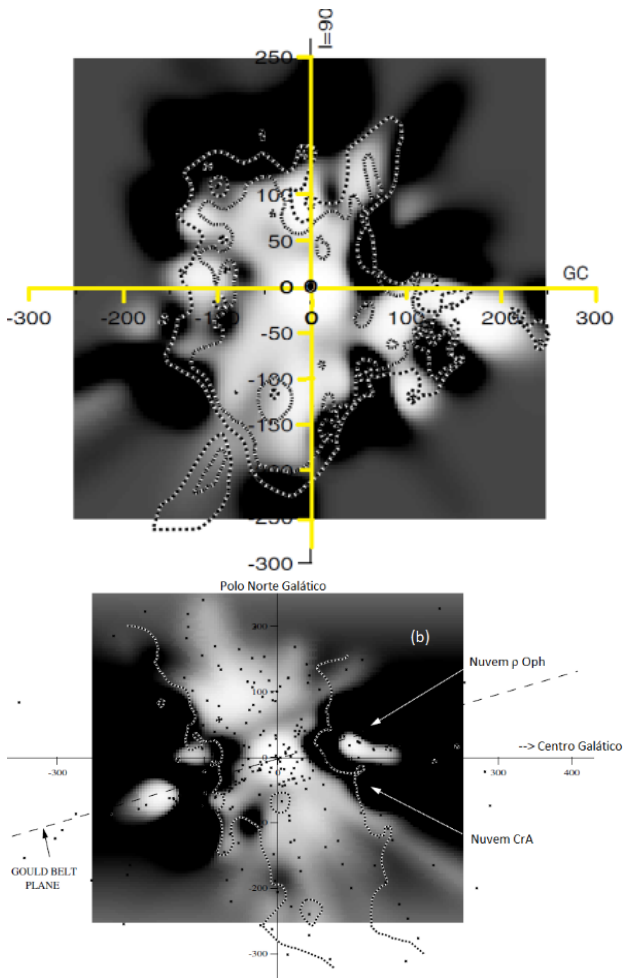
buição de linhas de absorção de NaI [2], na direção de estrelas da vizinhança solar, mostram que o SS encontra-se em uma bolha de gás ionizado quente de baixa densidade e circundada por nuvens de gás neutras e frias que se encontram a distâncias  $\gtrsim 100$  pc.

Há evidências observacionais da existência de nuvens isoladas mais próximas ( $d \lesssim 60$  pc) localizadas na região conhecida como Meio Interstelar Local (MIL), cujo raio é da ordem de 80 pc. Uma discussão mais detalhada sobre a constituição do MIL e da região da vizinhança solar até distâncias da ordem de 300 pc pode ser encontradas em [1].

Um cenário geral construído a partir desses dados e observações em outros comprimentos de onda é mostrado na Figura 1, que também corresponde à visada de um observador fora do plano galáctico. Nela estão mostradas a posição do Sol, a bolha local e as direções do centro galáctico (seta em azul) e do movimento do Sol no Meio

Interstelar (seta amarela). Os círculos em laranja mostram as posições das NM na borda da bolha local, identificadas através da emissão de monóxido de carbono, e as bolhas azuis indicam as posições de associações de estrelas próximas. Também são mostradas as conchas de gás ejetadas de Orion e da região de Scopiuss-Centaurus. Em verde é indicada a nebulosa Gum e em lilás a posição do remanescente de supernova da Vela.

A trajetória estimada do SS indica que ele saiu de uma “bolha local” (região de baixíssima densidade), onde deve ter permanecido durante alguns milhões de anos, há cerca de 40 a 150 mil anos, tendo entrado em seguida em uma região com densidade numérica  $0,3 \text{ cm}^{-3}$  e temperatura  $T \approx 7000$  K, valores representativos das condições atuais [1]. A Figura 2 apresenta observações da distribuição de gás neutro no MIL usando medidas de linhas de NaI na direção de estrelas da vizinhança solar. Essas medidas reforçam a des-

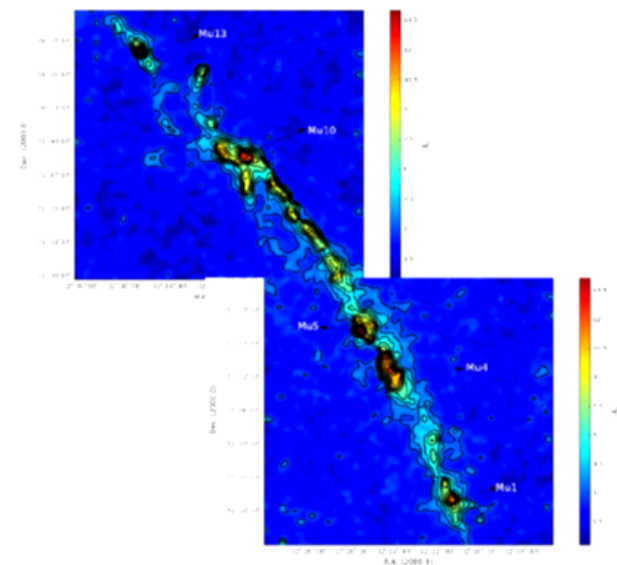


**Figura 2:** Distribuição de gás neutro (tons escuros) no MIL determinada a partir da observação de linhas de NaI na direção de estrelas da vizinhança solar: a) distribuição do gás ao longo do plano galáctico, GC se refere à direção do centro galáctico e  $l = 90$  é a longitude galáctica. b) distribuição do gás perpendicular ao plano [2]. Em ambos os gráficos, as distâncias são dadas em parsec e a interseção de ambos indica a posição do Sol (0,0). Regiões escuras correspondem a NM neutras e regiões claras correspondem ao gás ionizado de baixa densidade.

criação apresentada na Figura 1.

O ambiente do MIL mostrado nas Figuras 1 e 2 sugere que há uma grande chance da trajetória do SS cruzar com a trajetória de uma nuvem molecular no MIL, numa distância de cerca de 100 pc. Supondo que a distribuição de nuvens atual na vizinhança solar seja estacionária e que a velocidade relativa máxima entre o SS e as nuvens seja 25 km/s, esse evento poderá ocorrer dentro de  $\sim 10^6$  anos, fazendo com que o SS “afunde” em uma dessas nuvens.

Extinções visuais determinadas na direção dessas nuvens variam de 0,5 mag em suas borda até



**Figura 3:** Distribuição de extinção visual na região de Musca. A extinção visual está indicada na escala de cores ao lado direito de cada figura. As estruturas indicadas por M são regiões mais densas identificadas nessa nuvem em forma de filamento [3].

dezenas de magnitudes na direção de suas regiões mais densas, denominadas de condensações e núcleos densos. Um exemplo clássico desse tipo de estrutura pode ser observado na direção da constelação de Musca [3]. Por ser um filamento longo (6,5 pc) e estreito (0,5 pc) localizado a 150 pc de distância do SS, Musca pode ser utilizada para estimar a variabilidade dos parâmetros físicos representativos de uma nuvem molecular da vizinhança Solar, e seus efeitos na travessia do SS através dela. Adicionalmente, suas dimensões transversais estreitas possibilitam reduzir as incertezas decorrentes de não se conhecer a extensão da nuvem ao longo da linha de visada.

Extinções visuais da ordem de 14 magnitudes ou mais foram medidas nesse filamento, mostrando que essas nuvens têm distribuição de massa bastante heterogênea, com regiões de altas e baixas densidades volumétricas. Dessa forma, valores de extinção visual no intervalo entre 3 e 30 magnitudes podem ser representativos das densidades na borda das nuvens escuras e nas estruturas contidas em suas regiões mais densas.

A Figura 3 mostra a distribuição de extinção da Musca, obtido a partir de observação de estrelas em comprimentos de onda do infravermelho (bandas J, H, K) e da observação da poeira con-

tidas nessas nuvem a partir de medidas em comprimentos de onda submilimétricos (acima de 100 GHz).

O objetivo deste trabalho é estimar, de forma semi-analítica, as consequências da passagem do SS por uma nuvem molecular com as características de Musca e seus efeitos nas condições de habitabilidade terrestre. Após esta introdução, a Seção 2 apresenta os cenários considerados nessa abordagem. A Seção 3 apresenta a descrição teórica da interação do Sol com o MIL e da formação e expansão da região ionizada, incluindo efeitos do vento Solar sobre a NM. A Seção 4 discute os resultados e as conclusões são apresentadas na Seção 5.

## 2 Cenários considerados e fundamentação teórica

Nessa seção apresentamos duas propostas para descrever os efeitos da passagem do Sol por uma nuvem escura. Não consideramos o processo de entrada, mas sim o que ocorreria se o SS pudesse ser instantaneamente colocado dentro da nuvem. A primeira proposta considera somente o efeito do gás da nuvem ocupando o Sistema Solar, e na segunda proposta consideramos o efeito da radiação e do vento solar sobre o meio. Para simplificar as discussões nas próximas seções, a Tabela 1 contém uma lista de parâmetros típicos de uma NM, e que serão os valores fiduciais usados neste trabalho. Utilizamos também algumas hipóteses simplificadoras para as condições de contorno do problema e da nuvem escura, a saber:

1. o Sol está completamente embebido na NM;
2. a NM possui temperatura uniforme;
3. a NM é homogênea e isotrópica;
4. a velocidade relativa entre o SS e a NM como um todo é muito pequena;
5. a NM é constituída somente de H<sub>2</sub> e HI.

Ao longo do texto, sempre que nos referimos a condições ambientais, estamos considerando as hipóteses acima (doravante HS).

**Tabela 1:** Propriedades típicas de nuvens moleculares

Parâmetro	Valor
Densidade máxima	10 <sup>8</sup> cm <sup>-3</sup>
Densidade mínima	10 cm <sup>-3</sup>
Dimensões	0,1 a ~ 50 pc
Massa	10 <sup>3</sup> – 10 <sup>4</sup> M <sub>⊙</sub>
Temperatura máxima	50 K
Temperatura mínima	10 K
Composição química predominante	H <sub>2</sub> e HI

### 2.1 Proposta 1

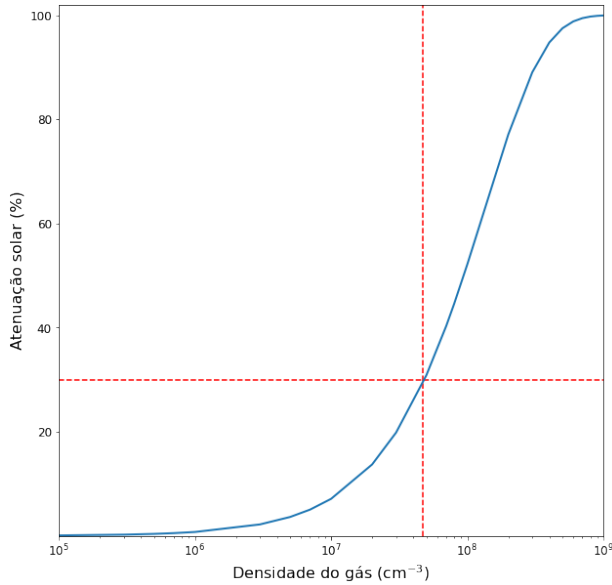
A primeira hipótese, mais simples, assume que, ao entrar em uma nuvem escura de gás e poeira, o SS é completamente preenchido pelo gás neutro da nuvem que se distribui uniformemente ao longo de toda a sua extensão. Nesse caso, podemos assumir que a densidade média do meio interplanetário é idêntica ao que se observa nas nuvens, conforme dados da Tabela 1.

A densidade mínima é representativa da borda das nuvens e a máxima das condensações e núcleos (em inglês, *cores*), que são regiões mais densas que se formam devido à dinâmica da própria nuvem. De acordo com [4], a relação entre a densidade de coluna de hidrogênio (atômico e molecular) ao longo da linha de visada e a extinção visual, é dada por

$$N(H_2 + H) = 1,87 \times 10^{21} A_V \text{ mag} \cdot \text{cm}^{-2}, \quad (1)$$

em que  $N(H_2 + H) = n(H_2 + H)l$ , sendo  $l$  o comprimento da nuvem ao longo da linha de visada,  $A_V$  a extinção visual e  $n$  é a densidade volumétrica de H.

Dessa relação é possível calcular a atenuação da luminosidade Solar ( $L_{\odot}$ ), na faixa visível, em relação ao valor medido na Terra, supondo que a densidade média do SS aumenta para um valor arbitrário  $n(H)$  (cm<sup>-3</sup>) ao percorrer uma trajetória ao longo da nuvem molecular. A variação da luminosidade solar na Terra, em função da densidade de partículas do meio interplanetário, é mostrada na Figura 4. A intersecção entre as linhas pontilhadas vermelhas e a azul corresponde a uma atenuação de 30% na luminosidade Solar



**Figura 4:** Variação da luminosidade do Sol, no visual, em função da densidade volumétrica de partículas no meio interplanetário.

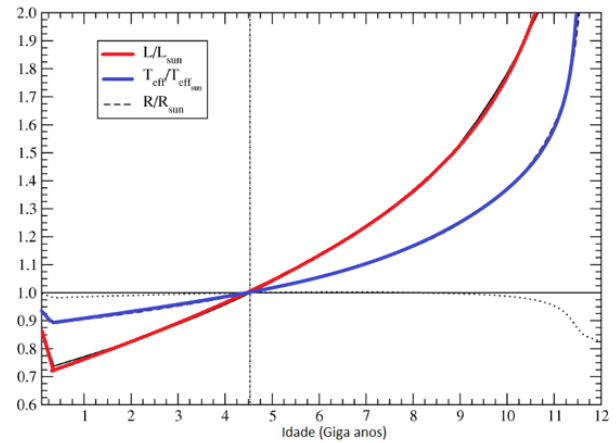
para  $n = 4,7 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ , considerando também as HS do início da Seção 2.

Para densidades  $\geq 10^8 \text{ cm}^{-3}$ , a atenuação é  $\geq 50\%$ , com densidades maiores causando atenuações ainda maiores. Variações da luminosidade solar da ordem de 0,1% ocorrem quando a densidade do meio é da ordem de  $10^5 \text{ cm}^{-3}$ ; essas flutuações equivalem a variações da irradiância solar ao longo dos ciclos solares, também da ordem de 0,1% a 0,2% [5]. Observações da variabilidade solar indicam que alterações no clima da Terra são perceptíveis para variações da ordem de 1% a 2% [6].

## 2.2 Proposta 2

Esta hipótese considera, além da radiação UV, a interação entre a radiação solar e as forças atuantes do vento solar, com partículas carregadas que podem colidir através dos grãos de poeira interplanetária. Na fase inicial, a interação entre o campo de radiação e a nuvem molecular é dominada pelo campo de radiação UV no meio.

A frente de onda UV propaga-se até um momento em que não consegue mais ionizar o meio, criando uma região de transição entre o meio ionizado e a nuvem de gás neutro conhecida como heliopausa, sendo a região anterior conhecida como heliosfera. O objetivo principal dessa discussão



**Figura 5:** Evolução temporal da luminosidade, da temperatura efetiva e do raio do Sol em função do tempo. As curvas foram geradas com dados produzidos pelo pacote MESA. A linha vertical marca a idade atual do Sol.

é estimar o raio da região ionizada criada pelo SS dentro da nuvem molecular e verificar as consequências sobre a irradiância solar que incide na Terra.

Progressos recentes no estudo da estrutura interna e evolução temporal das estrelas permitiram construir modelos para prever, com boa precisão, as propriedades fundamentais das estrelas sobre um grande intervalo de massas [7, 8]. O bom ajuste dos modelos permitiu calcular a luminosidade, a temperatura efetiva e o raio do Sol em função de sua idade [9, 10].

A Figura 5, calculada a partir de um modelo solar disponível no pacote MESA (*Modules for Experiments in Stellar Astrophysics*, [11–16]) mostra a evolução da luminosidade, temperatura efetiva e raio do Sol, em função do tempo, normalizados para valores solares atuais desses parâmetros. A luminosidade do Sol antes do primeiro bilhão de anos de idade era aproximadamente 70% da luminosidade atual, crescendo gradativamente ao longo do tempo. A mesma tendência é observada na sua temperatura efetiva.

## 3 A interação do Sol com o meio interestelar local

### 3.1 O campo de radiação ultravioleta solar

Evidências observacionais mostram que estrelas do tipo solar de idade zero giravam 10 vezes

mais rápido do que hoje. Por esse motivo, estrelas solares jovens (com idade  $\lesssim 1,0 \times 10^9$  anos) possuem dínamos magnéticos fortes que produzem emissões intensas de altas energias, variando ao longo do tempo [7, 17, 18].

A partir de observações do Sol Quietamente (SQ) no contínuo de Lyman (LyC), na banda de 750 a 910 Å [19] obtiveram densidades de fluxo na cabeça do contínuo de Lyman, entre 900 a 910 Å, que corresponde a aproximadamente  $10^{39}$  fótons por segundo.

Para calcular o número de fótons ultravioleta produzidos pelo Sol por unidade de tempo, multiplicamos a densidade de fluxo no contínuo de Lyman por  $4\pi R^2$  (onde  $R$  é a distância da Terra ao Sol) e dividimos pela energia contida em um fóton. A interação do campo de radiação ultravioleta com o gás que circunda a estrelas cria uma esfera ionizada cujo raio dependerá da densidade do meio e da taxa de produção de fótons pela estrela.

Uma abordagem mais rigorosa dessa questão requer um tratamento numérico que leva em conta o efeito gradativo da aproximação do Sol da borda da nuvem. Entretanto, as HS da Seção 2 possibilitam uma abordagem semi-analítica da interação dos fótons UV com o meio, sem prejuízo dos conceitos físicos mais gerais necessários para este trabalho

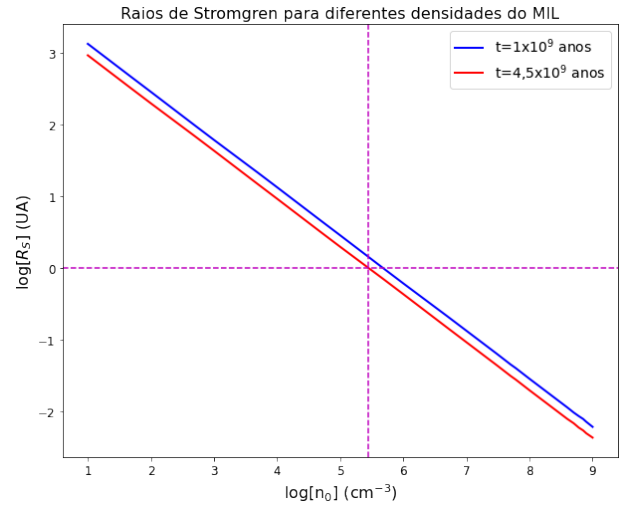
Em seu estágio atual, o Sol ainda produz uma grande quantidade de fótons UV que ionizam o gás circundante em sua vizinhança, criando uma bolha ionizada. Nesse volume, todos os fótons ionizantes produzidos pela estrela são absorvidos, e o raio dessa bolha será proporcional ao número de fótons UV produzidos. Nesse caso, o raio da bolha criada em torno do Sol será igual ao raio de Strömngren ( $R_S$ ), dado por

$$R_S = \left( \frac{3}{4\pi} \frac{S_0}{n^2 \beta_2(T_e)} \right)^{1/3}, \quad (2)$$

onde  $n$  é a densidade volumétrica de átomos de H,  $S_0$  é o número de fótons UV produzidos pelo Sol por unidade de tempo e  $\beta_2$  é o coeficiente de recombinação total dos elétrons e prótons que se encontram no meio ionizado, dado por

$$\beta_2(T_e) \cong 2 \times 10^{-10} T_e^{-3/4} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}, \quad (3)$$

em que  $T_e = 7000$  K é a temperatura cinética do meio ionizado [20].



**Figura 6:** Raio de Strömngren para a região ionizada em torno do Sol em função da densidade de átomos de H, para luminosidades UV do Sol correspondentes às idades de 1 (azul) e  $4,5 \times 10^9$  (vermelho) anos.

Usando o número de fótons do LyC do Sol calmo, conforme discutido em [19], podemos estimar o tamanho da bolha ionizada a partir do intervalo de valores da Tabela 1, considerando  $T_e = 7.000$  K. A Figura 6 apresenta uma estimativa da variação do raio de Strömngren, a partir da equação (2), em função da densidade volumétrica de átomos de H na vizinhança do Sol.

A Figura 6 mostra que a densidade do meio é da ordem de  $4,5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$  para  $R_S = 1$  UA (1 unidade astronômica, igual a  $1,49 \times 10^{13}$  cm). Densidades dessa ordem (ou maiores) são típicas nas condensações e núcleos densos das NM. É interessante notar que, se a densidade de H for da ordem de  $10 \text{ cm}^{-3}$  (limite inferior da Tabela 1), o raio da região ionizada será da ordem de milhares de UA.

Não há variação significativa entre os raios de Strömngren quando o Sol tinha 1 Gy e hoje. No entanto, há uma variação apreciável desse raio em função da densidade do meio. No caso em que a densidade é da ordem de  $10^3 \text{ cm}^{-3}$ , o raio de Strömngren é da ordem de 70 - 80 UA. Esse valor é comparável ao tamanho da heliopausa medido pela nave Voyager I e II. Contudo, se a densidade é da ordem de  $10^6 \text{ cm}^{-3}$  a dimensão da heliopausa seria  $\sim 0,5$  UA, decrescendo para densidades maiores. No limite das densidades listadas na Tabela 1, o raio da heliopausa seria  $\sim 0,01$  UA. Nesse caso, a variação do fluxo de radiação solar

sobre a Terra poderia levar a um resfriamento da temperatura média da Terra. Essa questão será abordada na Seção 4.

Outro aspecto importante a ser explorado é determinar em quanto tempo as regiões ionizadas são criadas a partir do momento em que o SS estiver completamente embebido na nuvem. As bolhas com raios menores que 1 UA irão bloquear completamente a radiação UV solar, produzindo variações climáticas de grande impacto. Por outro lado, naquelas que têm raios maiores do que 1 UA, haverá um atraso para que o bloqueio atinja a órbita da Terra. Se esse tempo for muito longo, o clima terrestre também será perturbado, originando potenciais problemas climáticos. Entretanto, o impacto dessas variações de radiação UV na biomassa terrestre não é objetivo deste trabalho.

A seguir discutimos a escala de tempo para a criação da esfera de Strömgren pela radiação UV solar, bem como em que escala de tempo as bolhas ionizadas com raio menor do que 1 UA alcançarão a órbita da Terra.

### 3.2 Formação da região ionizada

A condição para a formação da bolha ionizada em torno do Sol é que o número de fótons ultravioleta gerado pelo Sol seja absorvido por um número igual de átomos de HI. Como a radiação emitida pelo Sol se propaga uniformemente na direção radial, o efeito da geometria que dilui o fluxo de fótons  $J(r)$  com a distância deve ser levado em consideração no cálculo do fluxo de fótons ionizantes ( $J$ ) propagando-se no meio. Nesse caso,

$$S_0 = 4\pi r^2 J + \frac{4\pi r^3}{3} n_0 \beta_2(T_i) \quad (4)$$

em que  $J$  é o fluxo,  $r$  é uma distância arbitrária,  $n_0$  é a densidade de partículas do meio e os outros parâmetros foram definidos anteriormente.

A equação (4) mostra que os fótons produzidos pelo Sol sofrem uma diluição por conta da geometria esférica (primeiro termo à direita) e também são consumidos para ionizar os átomos de HI contido ao longo do percurso de propagação (segundo termo à direita).

O fluxo de radiação a uma determinada distância  $r$  do Sol pode ser escrito como  $J(r)$  e a variação desse fluxo após um certo intervalo de tempo,

$J\Delta t$ , deve ser igual ao número total de átomos de H( $n_0\Delta R$ ) por unidade de área ao longo do percurso  $\Delta R$ . Nesse caso

$$n_0\Delta R = J\Delta t \rightarrow \Delta R/\Delta t = J/n_0, \quad (5)$$

que fornece a velocidade da frente de ionização em função da densidade de fluxo e da densidade de átomos de H no meio. Utilizando a equação (4) para o número total de fótons ionizantes produzidos pela estrela podemos escrever:

$$\frac{J}{n_0} = \frac{S_0}{4\pi r^2 n_0} - \frac{r\beta_2(T_i)}{3} \quad (6)$$

Substituindo a relação  $n_0\Delta R = J\Delta t$  (5) na equação (6) obtemos a relação que descreve a velocidade de propagação da frente de ionização:

$$\frac{dR}{dt} = \frac{S_0}{4\pi R^2 n_0} - \frac{Rn_0\beta_2(T_i)}{3} \quad (7)$$

Usando a expressão para  $S_0$  (descrita na equação (4)) reescrevemos a equação (7) em função do raio de Strömgren:

$$\frac{dR}{dt} = \frac{1}{3R_f^2} (R_S^3 - R_f^3) n_0\beta(T_i) \quad (8)$$

onde  $R_f$  é o raio da frente de ionização.

A equação (8) mostra a evolução temporal de frente de ionização em relação ao tamanho da região ionizada. Essa é uma forma de ver como a velocidade da frente de ionização varia até que todos os fótons ionizantes sejam consumidos no meio. Para resolver essa equação vamos reescrevê-la na forma:

$$3R_f^2 \frac{dR_f}{dt} = (R_S^3 - R_f^3) n_0\beta(T_i) \quad (9)$$

Notamos que o primeiro termo é igual a  $dR_f^3/dt$ . Dividindo todos os membros por  $R_S$  e definindo a variável  $x = (R_f/R_S)^3$ , parametrizamos a equação (9) em função de  $x$ :

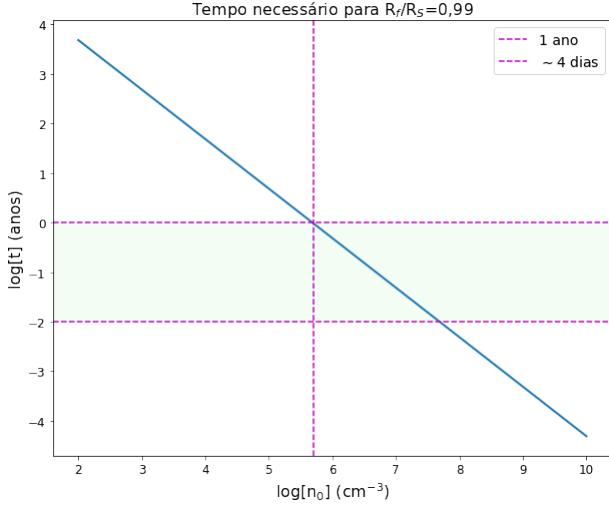
$$\frac{1}{(1-x)} \frac{dx}{dt} = n_0\beta(T) \quad (10)$$

cuja solução é:

$$x = 1 - e^{-n_0\beta(T)t} \quad (11)$$

Substituindo  $x = (R_f/R_S)^3$  de volta, obtemos:

$$R_f = R_S \left(1 - e^{-n_0\beta(T)t}\right)^{1/3} \quad (12)$$



**Figura 7:** Tempo em que se forma a bolha de gás ionizado em torno do Sol em função da densidade volumétrica do meio. Observe que para densidades acima de  $5,7 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ , esse tempo é inferior a um ano. A linha horizontal inferior indica um tempo de “preenchimento” de  $\sim 3,5$  dias.

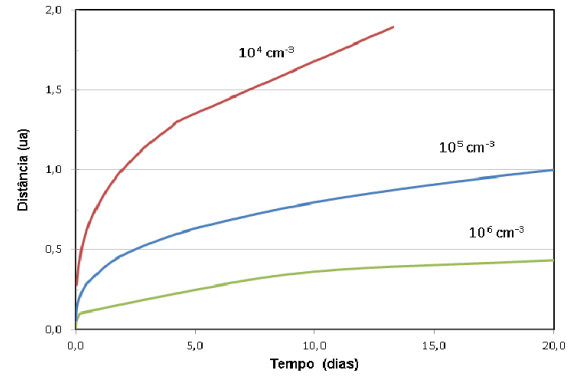
que pode ser reescrita usando a variável  $\tau = n_0 \beta(T) t$  no argumento da exponencial:

$$R_f = R_S (1 - e^{-\tau})^{1/3} \quad (13)$$

Quando o tempo é muito grande, o raio da bolha ionizada ( $R_f$ ) é igual ao raio de Strömngren ( $R_S$ ).

A Figura 7 mostra em quanto tempo o campo de radiação UV ioniza uma região com raio de aproximadamente 99% do raio da esfera de gás ionizado, para diferentes valores de densidade volumétrica de HI da NM.

Tomando como base os resultados das Figuras 6 e 7, se o Sol entrar completamente em uma nuvem molecular com densidade maior do que  $10^6 \text{ cm}^{-3}$ , em menos que 0,6 anos o campo de radiação ultravioleta solar irá ionizar uma região com raio menor ou igual a 1 UA. A Figura 8, obtida da equação (13), mostra como varia a distância da frente de ionização em função do tempo, para diferentes valores de densidade da nuvem. Para densidades da ordem de  $10^5 \text{ cm}^{-3}$  ou menores, a frente de ionização alcança 1 UA em escalas de tempos menores que 20 dias. Para densidades de  $10^6 \text{ cm}^{-3}$  ou maiores, o raio da esfera de Strömngren não alcança a órbita da Terra (linha vermelha pontilhada), de modo que toda a radiação ultravioleta solar é consumida em uma região de raio inferior a 1 UA.



**Figura 8:** Distância percorrida pela frente de ionização em função do tempo para diferentes densidades volumétricas da nuvem interestelar. As densidades são indicadas acima de cada curva.

Na realidade, a esfera ionizada com raio  $R_S$  se expande devido à diferença de pressão entre gás quente ionizado e o gás neutro e frio da nuvem molecular, mesmo em ambientes com densidades ainda maiores do que  $10^6 \text{ cm}^{-3}$ .

Na seção seguinte calculamos o tempo necessário para que a superfície de bolhas com  $R_S$  menores que 1 UA levam para atingir e cruzar a órbita da Terra.

### 3.3 Expansão da bolha ionizada

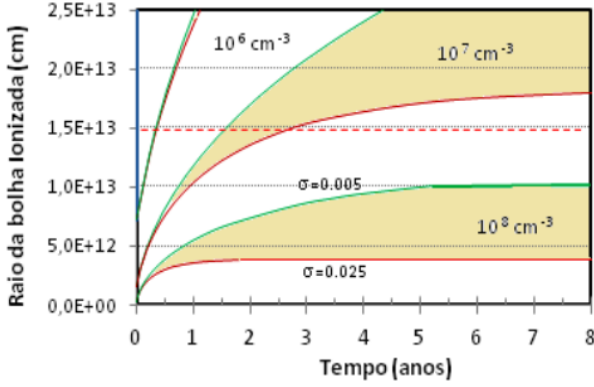
Uma vez formada, a região ionizada ao redor do Sol se expande porque sua temperatura e densidade são maiores do que no ambiente externo. Isso cria uma onda de choque que se propaga através do meio neutro resultando em uma frente de choque e ionização que se move com velocidade [21]:

$$\frac{1}{v_i} \frac{dR_b}{dt} = \left( \frac{R_S}{R} \right)^{3/4} - \sigma \left( \frac{R}{R_S} \right)^{3/4} \quad (14)$$

em que  $R_b$  é o raio da bolha em expansão,  $R_S$  é o raio de Strömngren e  $\sigma = (v_n/v_i)^2$  é a razão entre a velocidade do som no meio neutro e ionizado.

Essa expressão leva em consideração o fato de que o meio neutro também exerce uma pressão sobre a região ionizada em expansão. A solução analítica da equação (14) usa as condições: a)  $R_{(t=0)} = R_S$ ; b) a expansão é homogênea, e c)





**Figura 9:** Raio da bolha ionizada criada pela expansão e pelo campo de radiação UV atual do Sol, em função do tempo, para nuvens interestelares com densidade volumétrica de partículas de  $10^6 \text{ cm}^{-3}$ ,  $10^7 \text{ cm}^{-3}$  e  $10^8 \text{ cm}^{-3}$ . A linha tracejada em vermelho indica a distância de 1 UA e as linhas em cores verde e vinho indicam valores de  $\sigma = (v_i/v_n)^2$  iguais a 0,005 e 0,025, respectivamente. A região amarela entre as duas linhas marca as condições mais representativas das NM para essas densidades.

todos os fótons ionizantes estão contidos na região delimitada pelo raio  $R(t)$ . Essas suposições resultam em [21]:

$$\tau = \frac{1}{3\sigma^{7/6}} (f(r) - f(1)), \quad (15)$$

em que  $r = R_b/R_S$ ,  $\tau = tv_i/R_S$  e  $f(r)$  é dado por [21]:

$$f(r) = -12\sigma^{1/6}r^{0,25} + 2\sqrt{3} \operatorname{tg}^{-1} \left( \frac{\sqrt{3}\sigma^{1/6}r^{0,25}}{1 - \sigma^{1/3}r^{0,5}} \right) + \ln \left[ \frac{\left( \sigma^{1/3}r^{0,5} + \sigma^{1/6}r^{0,25} + 1 \right) \left( \sigma^{1/6}r^{0,25} + 1 \right)^2}{\left( \sigma^{1/3}r^{0,5} - \sigma^{1/6}r^{0,25} + 1 \right) \left( \sigma^{1/6}r^{0,25} - 1 \right)^2} \right]$$

em que  $\sigma = (v_n/v_i)^2 = \frac{1}{2}T_n/T_i$ . A temperatura da nuvem molecular é dada por  $T_n$ , e  $T_i$  é a temperatura do plasma ionizado. Neste trabalho, usamos  $T_i = T_e = 7000 \text{ K}$ ,  $v_i = 10 \text{ km/s}$  e  $v_n = 1 \text{ km/s}$  como valores representativos.

A equação (14) permite estimar a variação do raio da bolha ( $R_b$ ) ionizada em expansão em função do tempo, considerando a luminosidade UV do Sol em  $4,5 \times 10^9$  anos, usando as HS do início da Seção 2, conforme mostrado na Figura 9. O intervalo de densidades usado deve-se ao fato de que, a partir de  $10^6 \text{ cm}^{-3}$ ,  $R_S < 1 \text{ UA}$ .

Para cada densidade, os raios das regiões ionizadas são calculados para dois valores de razões

de velocidades do som na nuvem molecular e no meio ionizado ( $\sigma$ ):  $0,7 \text{ km/s} \leq v_n \leq 1,5 \text{ km/s}$  para as NM e  $10 \text{ km/s}$  para região ionizada. A razão de velocidades fornece os valores de  $\sigma$  indicados ao lado das linhas verdes e marrons. O intervalo claro entre as linhas corresponde ao intervalo possível de variação do raio da bolha em função do tempo, para os diferentes valores de densidade. Valores menores de  $\sigma$  podem ser encontrados nas regiões mais densas dessas nuvens.

A Figura 9 mostra também que, se a densidade da nuvem molecular é  $10^6 \text{ cm}^{-3}$ , a bolha ionizada criada pelo campo ultravioleta solar se expande alcançando o raio da órbita da Terra em aproximadamente 120 dias. Somando esse tempo aos cerca de 220 dias necessários para formação da região ionizada (obtido da Figura 7 ou da equação (12)), a órbita da Terra será alcançada em aproximadamente 340 dias.

No caso de uma nuvem com densidade volumétrica igual a  $10^7 \text{ cm}^{-3}$ , o tempo total para a bolha se expandir e alcançar a órbita da Terra será maior do que 1,8 anos. Para nuvens com densidades iguais ou maiores que  $10^8 \text{ cm}^{-3}$ , a expansão da bolha não alcançará a órbita da Terra.

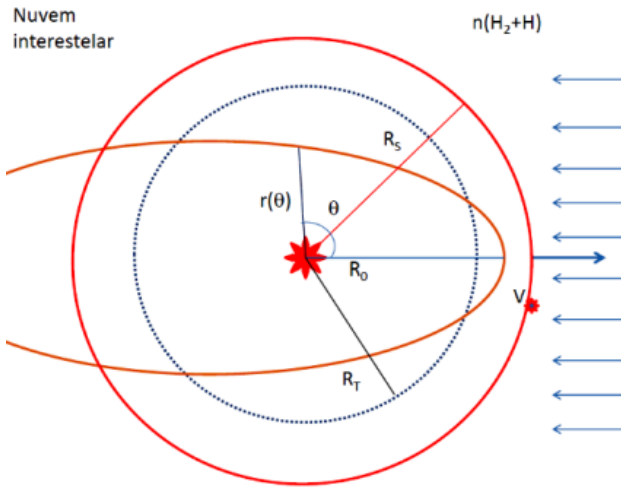
### 3.3.1 A influência do vento solar

O modelo utilizado para estudar a interação da radiação ultravioleta do Sol com uma nuvem interestelar faz uma série de simplificações para que o problema possa ser tratado analiticamente. Na realidade, as NM são formadas por subestruturas com tamanhos e densidades que podem ser bem diferentes entre si.

O tratamento da seção anterior não considerou o efeito do vento estelar na evolução temporal da frente de ionização. De acordo com [22], a evolução temporal da frente de ionização é regida pelo campo de radiação se o parâmetro  $\lambda$ , definido abaixo, for muito menor do que 1:

$$\lambda = 0,5 \left( \frac{\left( \frac{3S^*}{4\pi n_0^2 \alpha_H} \right)^{1/3} \left( \frac{c_i}{c_0} \right)^{4/3}}{\left( \frac{3\dot{M}}{16\pi n_0 C_0^3 v_w} \right)^{1/2}} \right)^2. \quad (16)$$

$S^*$  é o número de fótons ionizantes da estrela,  $n_0$  é a densidade volumétrica da nuvem molecular,  $\dot{M}$  é a taxa de perda de massa,  $v_w$  é a velocidade do vento,  $\alpha_H$  é o coeficiente de recombinação do

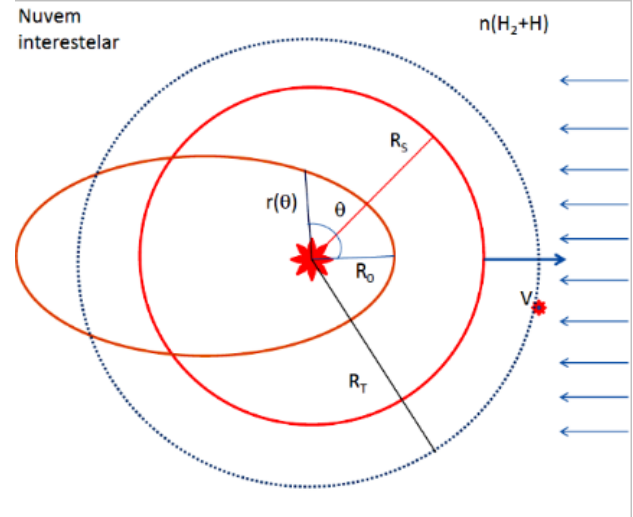


**Figura 10:** Representação da bolha ionizada criada pelo Sol em repouso (círculo vermelho) e em movimento (elipse vermelha) com velocidade  $V^*$  em um meio de densidade uniforme  $n(H_2 + H)$ . A esfera ionizada tem raio maior do que a órbita da Terra (azul pontilhado). A seta azul escura indica a direção do movimento do SS e as setas azuis mais finas, no sentido oposto, indicam o fluxo de gás da nuvem molecular que interage com a região ionizada. A situação representada considera que a densidade do meio é menor ou igual a  $10^6 \text{ cm}^{-3}$ .

meio e  $C_0$  e  $C_i$  são as velocidades do som no meio neutro e ionizado, respectivamente.

Considerando  $v_w \approx 2,5 \times 10^{-14} M_\odot/\text{ano}$ , o número de fótons ionizantes  $S_* \approx 10^{38} \text{ s}^{-1}$ ,  $\alpha_H = 2,6 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  e as velocidades do som no meio ionizado  $C_i = 10 \text{ km/s}$ , e no meio neutro  $C_0 = 1 \text{ km/s}$ , o parâmetro  $\lambda$  assume valores menores que  $10^{-5}$  no intervalo de densidades  $10^2 \leq n \leq 10^8 \text{ cm}^{-3}$  das NM. Nesse caso, a evolução da frente de ionização é regida pelo campo de radiação e o efeito do vento é desprezível no contexto desse trabalho.

As estimativas correntes do vento solar jovem sugerem velocidades maiores no passado, mas não é possível quantificar com precisão esses valores, que podem variar de um fator entre 10 e 1000. Wood e colaboradores propuseram uma relação entre o fluxo superficial de raio X e a taxa de perda de massa proporcional ao tempo segundo a relação  $T^{-2}$  (em unidades de  $10^9$  anos), resultando em um valor para o vento estelar mais intenso no passado do que hoje [23]. No entanto esses resultados não são 100% aceitos pela comunidade, e a velocidade do vento das estrelas mais jovens ainda é uma questão em aberto.



**Figura 11:** Situação idêntica à Figura 10, considerando que a esfera ionizada tem o raio menor do que a órbita da Terra. Nesse caso, a densidade do meio é maior ou igual a  $10^7 \text{ cm}^{-3}$ .

O efeito da atração gravitacional do Sol sobre a nuvem molecular [24,25], ou da interação do SS com o meio em decorrência dele se deslocar com velocidade de até  $25 \text{ km s}^{-1}$ , tem consequências sobre o tamanho e forma do raio da bolha ionizada. Nas Figuras 10 e 11, o círculo azul pontilhado mostra a órbita da Terra (de raio  $R_T$ ), e o círculo vermelho (de raio  $R_S$ ) mostra a bolha de gás ionizado em torno do Sol, assumindo que o Sol tenha velocidade nula. Se a velocidade é não nula em relação ao meio, o círculo vermelho transforma-se na elipse de raio  $r(\theta)$ .

Devido ao movimento do SS através do gás neutro da NM, a bolha inicialmente esférica é deformada, assumindo a forma elipsoidal dada por [26]:

$$r(\theta) = \sqrt{\left(\frac{S_*}{2\pi n_H V^*}\right) (1 - \cos\theta)} \quad (17)$$

em que  $\theta$  é o ângulo entre o sentido do movimento do Sol e uma posição arbitrária na borda da região ionizada. A menor distância ao Sol ( $R_0$ ) é obtida quando  $r(\theta = 0)$ . Nesse caso,

$$R_0 = \sqrt{\frac{S_*}{4\pi n_H V^*}} \quad (18)$$

A equação (17) é uma solução analítica para a região ionizada com forma elipsoidal, obtida no

caso particular em que a velocidade do Sol no meio e a densidade do gás são altas (Equações 1.21 e 1.22 de [26]). Ela mostra que  $R_0$  decresce proporcionalmente ao aumento da densidade da nuvem e da velocidade relativa entre o SS e a NM.

Se o acréscimo de gás devido a atração gravitacional solar aumentar a concentração de gás, pode haver um atraso na expansão da frente de ionização, como ocorre nos caso de estrelas tipo O embebidas em NM muito densas. Nesse caso, o raio da região ionizada estimado neste trabalho pode ser considerado como um limite superior. Esses aspectos podem ser melhor explorados através de simulações numéricas, permitindo o acompanhamento gradativo da evolução temporal da região ionizada interagindo com a NM.

#### 4 Discussão

Considerando a distribuição das NM na vizinhança solar, é possível que a trajetória do SS cruze uma dessas nuvens dentro de alguns milhões de anos. Partindo dessa premissa, exploramos a interação do campo de radiação solar com nuvens de diferentes densidades volumétricas e o efeito do movimento relativo do Sol dentro da nuvem. Essa abordagem tem como objetivo explorar os efeitos dessa interação sobre o clima terrestre.

A irradiância solar média medida sobre a Terra, nas últimas décadas, é  $S_{\odot} = 1361 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ , sendo responsável pela manutenção da temperatura média do planeta  $T_{Terra} = 288 \text{ K}$ . Essa temperatura é decorrente do equilíbrio entre a energia recebida e emitida pela Terra, onde estão implícitas as características físico-químicas da própria atmosfera, dadas principalmente pelo albedo, absorção atmosféricas e efeito estufa. Atualmente os valores mais representativos desses parâmetros são albedo igual a 0,294, absorção atmosférica igual a 0,235 e a contribuição do efeito estufa igual a 0,59 [27]. A partir desses valores e da temperatura média da Terra ( $T_{Terra} = 288 \text{ K}$ ), obtém-se a relação  $\Delta T_{Terra} = 0,053^{\circ} \text{C} \cdot \text{W} \cdot \text{m}^{-2} \Delta S_{\odot}$  entre a variação da irradiância solar e a variação da temperatura média da Terra.

Analisamos a interação do campo de radiação solar ionizante com a nuvem molecular, assumindo que o Sol está embebido em uma nuvem molecular homogênea, isotrópica, de temperatura

constante e em repouso em relação ao meio. A Figura 9 mostra que se a densidade de partículas da nuvem for maior do que  $10^8 \text{ cm}^{-3}$  o espaço entre a Terra e o Sol é preenchido pelo gás da nuvem molecular, criando assim uma situação análoga àquela da proposta 1 desse trabalho. Nesse caso, para uma densidade de  $2 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$  a irradiância solar sobre a Terra sofreria uma redução da ordem de 77% do seu valor atual e a temperatura média da Terra diminuiria de aproximadamente  $55^{\circ}\text{C}$ , atingindo valores da ordem  $T_{Terra} = -35^{\circ}\text{C}$ . Nesse caso, a Terra ficaria completamente congelada, com consequências drásticas para várias formas de vida complexas habitando a crosta do planeta, inclusive a espécie humana.

Considerando que núcleos densos de nuvens moleculares tem dimensões da ordem de 0,05 pc e que a velocidade atual do SS é da ordem de  $20 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$  dentro da nuvem, o SS levaria alguns milhares de anos para percorrer toda a extensão da região densa, implicando em um longo período de congelamento de toda a superfície do planeta.

Para densidades da ordem de  $10^7 \text{ cm}^{-3}$ , a expansão da região ionizada diminui gradativamente o bloqueio da radiação solar e o tempo de duração desse bloqueio é bem menor quanto maior o raio da região ionizada. Para uma densidade média de  $5 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$  a irradiância solar seria atenuada, inicialmente, de aproximadamente 30%, levando a uma queda de temperatura média de  $22^{\circ}\text{C}$  e cairia gradativamente a zero em aproximadamente 3 anos (Figura 9). Nesse intervalo de tempo haveria uma variação forte na temperatura média da Terra e esse comportamento é independente do tempo que o SS permanece na nuvem, considerando que a densidade média do meio permanece constante.

Para densidades menores ou iguais a  $5 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$  a irradiância solar seria atenuada de aproximadamente 4% (resultaria em uma diminuição de  $2^{\circ}\text{C}$  na temperatura média) e de acordo com a Figura 9, em uma pequena fração de ano (meses) essa atenuação seria desprezível em função da rápida expansão da região ionizada. A forma como essas variações rápidas perturbariam o clima da Terra depende muito da resposta da atmosfera a variações da radiação nessa escala de tempo. Explorar esse problema está completamente fora do escopo desse trabalho. Se o SS

estiver em uma nuvem molecular com essa densidade ou menores, mesmo que ele permaneça embuído na nuvem por milhares de anos, não haverá perturbações relevantes ( $> 1\%$ ) na irradiância solar. Por outro lado, com o SS se movendo rapidamente em relação à nuvem (Figuras 10,11), a deformação da região ionizada só reduz a irradiância solar sobre a Terra se a densidade do meio for maior do que  $5 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ . Nesse caso, o cenário mais provável é aquele da Figura 11, uma vez que a frente de expansão, em função da densidade, pode não alcançar a órbita da Terra. Essa figura também mostra que nessa condição há variações na irradiância solar sobre a Terra ao longo do ano, devido ao fato da Terra entrar e sair na bolha ionizada durante o seu período de translação. No caso da Figura 10 a frente de ionização se propaga rapidamente para além da órbita da Terra, não afetando a irradiância sobre a Terra.

Atualmente o SS se move com aproximadamente  $20 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$  em um meio ionizado com densidade média menor do que  $1 \text{ cm}^{-3}$ . No entanto, ao longo de sua jornada, as variações das propriedades físicas desse meio podem modificar a heliosfera [28].

Zank e colaboradores [29] fizeram várias simulações numéricas da interação da heliosfera com o meio interestelar para explorar suas consequências sobre a heliosfera e o clima da Terra. Nas simulações os autores consideraram a densidade do meio interestelar local cerca de  $10^2$  vezes maior que o valor atual. Os resultados mostram que, nessas condições, o clima da Terra pode ser afetado e a menor distância da heliopausa para o Sol poderia ser 10 UA, que é 10 vezes menor do que a distância estimada atualmente.

Na heliosfera, tanto partículas neutras quanto ionizadas, originárias do meio interestelar, são encontradas dentro de 1 UA de distância do Sol mostrando a importância da interação da heliosfera e do meio interestelar. Poeira cósmica também é observada na heliosfera em distâncias de 0,3 a 3 UA do Sol [30].

O Sistema Solar deve ter atravessado múltiplas nuvens interestelares em sua jornada em torno do Centro Galáctico, ao longo de 220 milhões de anos, incluindo nuvens moleculares, nuvens ionizadas e plasmas quentes como é a situação atual. A vida inteligente como a conhecemos e sua sociedade tecnológica surgiram na Terra durante os úl-

timos milhões de anos, quando o SS esteve imerso no vácuo da Bolha Local [31].

## 5 Conclusões

Nesse trabalho exploramos as consequências da variação da irradiância solar sobre o clima da Terra, decorrentes da passagem do SS por uma nuvem molecular. Ao longo do seu caminho no meio interestelar o SS pode encontrar nuvens moleculares que apresentam estruturas diversas, variando de regiões extensas com densidade média de  $10^2 \text{ cm}^{-3}$  e raio de alguns pc, passando por regiões compactas com densidade média de  $10^6 \text{ cm}^{-3}$  e raio  $r \sim 0,3 \text{ pc}$  e chegando a regiões ultracompactas com densidades médias maiores ou iguais a  $10^7 \text{ cm}^{-3}$  e raio  $r \sim 0,05 \text{ pc}$ .

Adotamos um tratamento analítico e exploramos a interação do campo de radiação do Sol com o meio para densidades de  $10^6 \text{ cm}^{-3}$ ,  $10^7 \text{ cm}^{-3}$  e  $10^8 \text{ cm}^{-3}$ , considerando nuvens com densidades uniformes, temperaturas constantes e constituídas somente de hidrogênio. Também adotamos como hipótese que o SS está em repouso em relação à nuvem molecular e que o meio interplanetário é completamente preenchido pelo gás da nuvem.

Os principais resultados deste trabalho mostram que:

1.  $n \lesssim 10^6 \text{ cm}^{-3}$  - a interação do SS com uma nuvem de criaria uma bolha de gás ionizado em torno do Sol que se expandiria na escala de tempo de horas, não produzindo bloqueio relevante da irradiância solar sobre a Terra. O processo todo ocorreria como se a radiação solar varresse o gás da nuvem que tentasse entrar na órbita da Terra.
2.  $10^6 \lesssim n \lesssim 10^7 \text{ cm}^{-3}$  - a bolha de gás ionizado criada pela radiação solar se expandiria de tal forma que alcançaria a órbita da Terra em escalas de tempo de meses a anos. De acordo com essa modelagem, para o meio interplanetário totalmente ocupado pela nuvem de  $10^7 \text{ cm}^{-3}$ , a irradiância solar seria atenuada inicialmente de 7%, diminuindo gradativamente.

3.  $n \gtrsim 10^8 \text{ cm}^{-3}$  - a bolha de gás ionizada não se expandiria até a órbita da Terra, bloqueando permanentemente uma fração significativa da irradiância solar. Para densidades da ordem de  $2 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ , a irradiância solar seria bloqueada de 76% ( $-55^\circ \text{ C}$ ) e para  $6 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$  o bloqueio seria de 98% ( $-71^\circ \text{ C}$ ). Em ambos os casos, a variação da irradiância sobre a Terra resultaria em temperaturas médias do planeta abaixo de  $-30^\circ \text{ C}$ . O processo todo ocorreria como se a radiação solar não fosse capaz de conter a invasão do SS pela nuvem de gás interestelar. Nesse caso, haveria um congelamento completo da superfície do planeta com consequências drásticas para muitas formas de vida que habitam sua superfície. Esse efeito poderia ter duração de milhares de anos se o SS tivesse que cruzar toda a extensão da região densa ultracompacta (0,05 pc).

As condições de habitabilidade usuais terrestres definidas pela existência de uma atmosfera suficientemente espessa para criar um efeito estufa positivo, a presença de campo magnético e uma estabilidade climática de longo prazo produzida pela manutenção do efeito estufa seriam alteradas pela variação do fluxo solar, resfriando a biosfera terrestre e impactando a existência das formas de vida, pelo menos na superfície.

## 6 Agradecimentos

Os autores agradecem ao revisor do artigo que levantou questões relevantes tornando-o mais completo e conciso. Os autores agradecem também a Nina Sartório pelas discussões iniciais relativas à interação do Sol com nuvens moleculares. As curvas da Figura 5 foram geradas usando o código MESA - *Modules for Experiments in Stellar Astrophysics*, produzido por Paxton et al. e Jermyn et al.

## Sobre os autores

Jurandi Leão ([jurandi.leao@gmail.com](mailto:jurandi.leao@gmail.com)) possui graduação em Física pela Universidade Estadual

de Campinas (UNICAMP), Mestrado em Astrofísica pelo Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), Mestrado em Ensino de Física pela Universidade Federal do ABC (UFABC), Especialização em Ensino de Física pela Universidade Cruzeiro do Sul (UNICSUL). Atualmente é professor de Física do Instituto Federal de São Paulo (IFSP).

Thays Bentes ([bentesthays@gmail.com](mailto:bentesthays@gmail.com)) é doutoranda e Mestra em Física e Astronomia com ênfase em Astrobiologia, no Instituto de Pesquisa e Desenvolvimento (IP&D) da Universidade do Vale do Paraíba (UNIVAP). Bacharel em Ciências Biológicas - UniNorte Laureate (2014). Possui experiência na área de Astrobiologia, com ênfase em testes de crescimento e sobrevivência de microrganismos extremófilos e degradação de biomoléculas em simulações espaciais e planetárias; e Astroquímica, com ênfase em formação e destruição de moléculas prebióticas em ambientes astrofísicos. É membro estudante da Rede Brasileira de Astrobiologia - RBA e Pesquisadora convidada da Sociedad Científica de Astrobiología del Perú.

José Williams Vilas-Boas ([jwboas@gmail.com](mailto:jwboas@gmail.com)) possui graduação em Astronomia pela Universidade Federal do Rio de Janeiro(1978), mestrado em Ciências Espaciais pelo Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais(1982), doutorado em Ciências Espaciais pelo Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais(1998) e pós-doutorado pela Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics (1993). Atualmente é Pesquisador Titular do Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais. Tem experiência na área de Astronomia, com ênfase em Astrofísica do Meio Interestelar. Atuando principalmente nos seguintes temas:radioastronomia, espectroscopia, masers, meio interestelar, nuvens moleculares.

Carlos Alexandre Wuensche ([ca.wuensche@inpe.br](mailto:ca.wuensche@inpe.br)) é bacharel em física pela UERJ, mestre em Astrogeofísica pelo INPE e doutor em Cosmologia pelo INPE, com estágio na Universidade da Califórnia, Santa Bárbara (EUA) e estágio sabático na Università degli Studi di Roma "La Sapienza". É pesquisador titular do INPE, com experiência na área de cosmologia experimental e interesse em temas ligados à astrobiologia, habitabilidade cósmica e astroquímica.

**Referências**

- [1] P. C. Frisch et al., *The galactic environment of the Sun: Interstellar material inside and outside of the heliosphere*, *Space Sci. Rev.* **146**(1-4), 235 (2009).
- [2] S. J. Lallemand et al., *Accretionary wedge growth and the limit of the seismogenic zone.*, AGU Fall Meeting Abstracts T14A-08 (2008).
- [3] D. A. Machaieie et al., *Properties of Dense Cores Embedded in Musca Derived from Extinction Maps and  $^{13}\text{CO}$ ,  $\text{C}^{18}\text{O}$ , and  $\text{NH}_3$  Emission Lines*, *Astrophys. J.* **836**(1), 19 (2017).
- [4] R. C. Bohlin, B. D. Savage e J. F. Drake, *A survey of interstellar H I from Ly- $\alpha$  absorption measurements. II.*, *Astrophys. J.* **224**, 132 (1978).
- [5] C. Fröhlich e J. Lean, *Solar radiative output and its variability: evidence and mechanisms*, *The Astronomy and Astrophysics Review* **12**(4), 273 (2004).
- [6] G. A. Meehl et al., *Amplifying the Pacific climate system response to a small 11-year solar cycle forcing*, *Science* **325**(5944), 1114 (2009).
- [7] I. Ribas, *The Sun and stars as the primary energy input in planetary atmospheres*, *Proceedings of the International Astronomical Union* **5**(S264), 3 (2009).
- [8] A. Kosovichev, A. Andrei e J.-P. Roelot, *Solar and Stellar Variability: Impact on Earth and Planets*, *Proceedings of The International Astronomical Union* **264** (2010).
- [9] S. K. Yi, Y.-C. Kim e P. Demarque, *The  $Y^2$  Stellar Evolutionary Tracks*, *Astrophys. J. Supp.* **144**, 259 (2003). [ArXiv:astro-ph/0210201](#).
- [10] Y.-C. Kim et al., *The  $Y^2$  isochrones for  $\alpha$ -element enhanced mixtures*, *Astrophys. J. Supp.* **143**(2), 499 (2002).
- [11] B. Paxton et al., *Modules for Experiments in Stellar Astrophysics (MESA)*, *Astrophys. J. Supp.* **192**(1), 3 (2011). [ArXiv:1009.1622](#).
- [12] B. Paxton et al., *Modules for Experiments in Stellar Astrophysics (MESA): Planets, Oscillations, Rotation, and Massive Stars*, *Astrophys. J. Supp.* **208**(1), 4 (2013). [ArXiv:1301.0319](#).
- [13] B. Paxton et al., *Modules for Experiments in Stellar Astrophysics (MESA): Binaries, Pulsations, and Explosions*, *Astrophys. J. Supp.* **220**(1), 15 (2015). [ArXiv:1506.03146](#).
- [14] B. Paxton et al., *Modules for Experiments in Stellar Astrophysics (MESA): Convective Boundaries, Element Diffusion, and Massive Star Explosions*, *Astrophys. J. Supp.* **234**(2), 34 (2018). [ArXiv:1710.08424](#).
- [15] B. Paxton et al., *Modules for Experiments in Stellar Astrophysics (MESA): Pulsating Variable Stars, Rotation, Convective Boundaries, and Energy Conservation*, *Astrophys. J. Supp.* **243**(1), 10 (2019). [ArXiv:1903.01426](#).
- [16] A. S. Jermyn et al., *Modules for Experiments in Stellar Astrophysics (MESA): Time-Dependent Convection, Energy Conservation, Automatic Differentiation, and Infrastructure*, *arXiv e-prints arXiv:2208.03651* (2022). [ArXiv:2208.03651](#).
- [17] T. R. Ayres, *Evolution of the solar ionizing flux*, *Journal of Geophysical Research: Planets* **102**(E1), 1641 (1997).
- [18] I. Ribas et al., *Evolution of the solar activity over time and effects on planetary atmospheres. I. High-energy irradiances (1-1700 Å)*, *Astrophys. J.* **622**(1), 680 (2005).
- [19] P. Lemaire et al., *Flare observation of the Sun as a star by SUMER/SOHO in the hydrogen Lyman continuum*, *Astron. Astrophys.* **418**(2), 737 (2004).
- [20] L. Spitzer, *Physics of fully ionized gases* (Courier Corporation, 2006).
- [21] A. Raga, J. Cantó e L. Rodríguez, *Analytic and numerical models for the expansion of a compact HII region*, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **419**(1), L39 (2012).

- [22] A. Raga, J. Cantó e L. Rodríguez, *New analytic and quasi-analytic solutions for wind-driven compact HII regions*, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica* **48**(2), 199 (2012).
- [23] B. E. Wood et al., *Measured mass-loss rates of solar-like stars as a function of age and activity*, *Astrophys. J.* **574**(1), 412 (2002).
- [24] E. Keto, *On the evolution of ultracompact H II regions*, *Astrophys. J.* **580**(2), 980 (2002).
- [25] E. Keto, *The formation of massive stars by accretion through trapped hypercompact H II regions*, *Astrophys. J.* **599**(2), 1196 (2003).
- [26] A. Raga, J. Cantó e A. Rodríguez-Gonzalez, *The physics of the interstellar medium* (UNAM, 2020). Disponível em <https://bigbang.nucleares.unam.mx/astroplasmas/images/stories/pdf/libro-mi.pdf>, acesso em jun. 2023.
- [27] M. Wild et al., *The energy balance over land and oceans: an assessment based on direct observations and CMIP5 climate models*, *Climate Dynamics* **44**(11), 3393 (2015).
- [28] P. C. Frisch e H.-R. Mueller, *Time-variability in the interstellar boundary conditions of the heliosphere: Effect of the solar journey on the galactic cosmic ray flux at Earth*, *Space Science Reviews* **176**(1), 21 (2013). [ArXiv:1010.4507](https://arxiv.org/abs/1010.4507).
- [29] G. P. Zank et al., *Heliospheric variation in response to changing interstellar environments*, in *Solar journey: The significance of our galactic environment for the heliosphere and earth*, editado por P. C. Frisch (Springer, Dordrecht, 2006), 23–51.
- [30] N. Altobelli, E. Grün e M. Landgraf, *A new look into the Helios dust experiment data: presence of interstellar dust inside the Earth's orbit*, *Astronomy & Astrophysics* **448**(1), 243 (2006).
- [31] P. Frisch e D. G. York, *Interstellar clouds near the Sun.*, in *The Galaxy and the Solar System*, editado por R. Smoluchowski, J. M. Bahcall e M. S. Matthews (University of Arizona Press, Tucson, 1986), 83–100.