



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO  
PROGRAMA DE DOCTORADO EN ASTROFÍSICA  
ASTROFÍSICA TEÓRICA

PÉRDIDA ATMOSFÉRICA DE PLANETAS EN LA ZONA  
HABITABLE POR EFECTO DE FULGURACIONES DE  
ESTRELLAS ENANAS M.

TESIS  
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:  
DOCTORA EN CIENCIAS (ASTROFÍSICA)

PRESENTA:  
LAURA NEVES RIBEIRO DO AMARAL

TUTORES PRINCIPALES  
DRA. ANTÍGONA SEGURA PERALTA, INSTITUTO DE  
CIENCIAS NUCLEARES  
DR. RORY BARNES, DEPARTMENT OF ASTRONOMY,  
UNIVERSITY OF WASHINGTON

CIUDAD UNIVERSITARIA, CD. MX., FEBRERO, 2023



Universidad Nacional  
Autónoma de México



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**

**Tesis Digitales**

**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**

**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.



## JURADO ASIGNADO:

Jurada:        Dra. Beatriz Sanchez-Cano Moreno de Redrojo  
Jurado:        Dr. Guillem Anglada-Escudé  
Jurada:        Dra. Marni Margarita Pazos Espejel  
Jurada:        Dra. Romina Paola Petrucci  
Jurada:        Dra. Xóchitl Guillermina Blanco Cano

La tesis se realizó en el Instituto de Ciencias Nucleares, UNAM-CU.

## TUTORES DE TESIS:

Dra. Antígona Segura Peralta, Instituto de Ciencias  
Nucleares  
Dr. Rory Barnes, Department of Astronomy, University of  
Washington

---







Universidad Nacional  
Autónoma de México



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.



# Declaración de autenticidad

---

Por la presente declaro que, salvo cuando se haga referencia específica al trabajo de otras personas, el contenido de esta tesis es original y no se ha presentado total o parcialmente para su consideración para cualquier otro título o grado en esta o cualquier otra Universidad. Esta tesis es resultado de mi propio trabajo y no incluye nada que sea el resultado de algún trabajo realizado en colaboración, salvo que se indique específicamente en el texto.

Laura Neves Ribeiro do Amaral. Ciudad Universitaria, CD. MX., Febrero, 2023

---

*Dedico este trabajo a todos los inmigrantes que dejaron su país buscando mejores condiciones de vida en otro lugar.*

---

*"O que é mais assustador?  
A idéia de extraterrestres em mundos estranhos,  
ou a idéia de que, em todo este imenso universo,  
nós estamos sozinhos?"  
Carl Sagan*



# Agradecimientos

---

En primer lugar quiero agradecer a mis asesores, Dr. Antígona Segura Peralta y Dr. Rory Barnes, quienes muy amablemente me guiaron durante estos cuatro años de doctorado, y siempre me brindaron su apoyo incondicional para que pudiera desarrollar este trabajo.

Quisiera darle las gracias también:

- A mi familia, que me apoya cuidando mis 12 mascotas (Bárbara, Hiparco, Hipátia, Juninho, Marie, Marte, Mimoso, Perseo, Polaca, Ptolomeo, Quark y Wandinha) en Brasil para que yo pudiera ir a otro país hacer este doctorado y buscar mi independencia financiera, a fin de mantener cada gato que mi mamá encuentra en la calle;
- A mi ex asesor, amigo y ahora compañero de causa, el Dr. Cristian Giovanny Bernal, que siempre me ha apoyado y me hecha porras para que yo siga en la ciencia;
- A mi novio Eno Noriega y a mis amigos Beatriz Minari, Erik Reyes, Ingrid Medeiros, Janylle Posada, Joelson Sartori, Karina Flores y Matheus Freitas, que me acompañaron en el camino y me apoyaron emocionalmente, aunque algunos de ellos de lejitos;
- A mi colega de posgrado Augusto César Calígula Pedreira, por ser siempre muy prestativo cuando necesito ayuda;
- A Bertha Vázquez, por aguantar tantas dudas de última hora por todo el proceso que es hacer un doctorado;



- 
- A mi psicóloga, que me ha dado las herramientas para aprender a convivir con mi trastorno de ansiedad;
  - A mi comité tutor, compuesto por la Dra. Maria Letícia Carigi, Dra. Yilen Gómez-Maqueo Chew y la Dra Xóchitl Guillermina Blanco Cano, que me acompañaron y aconsejaron a lo largo de mi doctorado;
  - A México, al Conacyt y al Posgrado en Astrofísica de la UNAM, por brindarme el apoyo económico necesario para que yo pudiera mantenerme fuera de mi país de origen;
  - A mi comité sinodal compuesto por la Dra. Beatriz Sanchez-Cano Moreno de Redrojo, el Dr. Guillem Anglada-Escudé, la Dra. Mar-ni Margarita Pazos Espejel, la Dra. Romina Paola Petrucci y la Dra. Xóchitl Guillermina Blanco Cano, que muy amablemente aceptaron revisar y evaluar mi trabajo;
  - Y por último, pero no menos importante, muchas gracias a mí misma, por siempre ser tan resiliente y tener la capacidad de volver a intentarlo siempre que necesito. "Continue a nadar, continue a nadar [...]"





# Resumen

---

Las estrellas del tipo M de la secuencia principal (enanas rojas o enanas M) permanecen en esta etapa durante unos  $10^{11}$  años (Laughlin et al., 1997; Baraffe et al., 1998; Dotter et al., 2008). Estas estrellas también son muy abundantes en nuestra galaxia, constituyendo cerca del 70 % de la población total (Bochanski et al., 2010), y se espera que  $48.6^{+25.3}_{-17.1}$  % de las enanas M tengan un planeta tipo Tierra a su alrededor en la zona habitable (HZ) (Garrett et al., 2018). Sin embargo, la habitabilidad de planetas alrededor de enanas M puede verse afectada por las características particulares de estas estrellas. Mientras que estrellas más masivas tienen periodos de estancia en la presecuencia principal (PMS) de unos millones de años, las enanas M pueden durar en esta etapa hasta 1 Gyr, durante la cual su luminosidad disminuye provocando que la HZ mueva su posición (Luger and Barnes, 2015), acercándose más a la estrella conforme pasa el tiempo. Una vez que la estrella está en la secuencia principal, su HZ está a  $\leq 0.25$  ua (Kopparapu et al., 2013). Otra característica de las enanas M es la variación del flujo de radiación XUV, debido a la emisión de fulguraciones, más frecuentes y más energéticas que en el caso del Sol (Hawley et al., 2014). Este rango de longitudes de onda ioniza y calienta la exosfera de las atmósferas planetarias, generando una expansión de la atmósfera y facilitando el escape atmosférico de un planeta en la HZ de enanas M (Luger and Barnes, 2015). El objetivo de este trabajo es estudiar la contribución del flujo XUV de fulguraciones en la pérdida atmosférica de planetas potencialmente

---

habitables alrededor de enanas rojas a través de simulaciones numéricas. Para eso, se desarrolló un módulo dentro del código VPLanet que incluye la emisión XUV de las fulguraciones. En el presente trabajo consideramos planetas con cantidades iniciales de agua superficial entre 1 y 10 océanos terrestres (TO), una envoltura primordial de hidrógeno ( $\leq 10^{-3} M_{\oplus}$ ), alrededor de estrellas con masas entre 0.2 y 0.6  $M_{\odot}$ . En este rango de parámetros, encontramos que las fulguraciones pueden eliminar hasta 2 TO más que las estrellas en su estado quieto, lo que, en algunos casos, se traduce en una duplicación de la pérdida total de agua. También se encontró que las fulguraciones pueden aumentar las cantidades de oxígeno atmosférico en cientos de bares en algunos casos. Los resultados muestran que planetas con la misma masa de la Tierra en la HZ de enanas M pierden poco más de 56 % de su agua superficial. Tales resultados consideran escenarios en que estos planetas experimentan una fase de efecto invernadero desbocado corta y orbitan estrellas que emiten fulguraciones. En este caso, las fulguraciones son responsables por un aumento de 13 % del escape del agua, cuando comparado al mismo escenario, pero cuando la estrella está en su estado basal. Eso implica que aunque estén en un ambiente expuesto a la radiación de fulguraciones, todavía es posible tener agua en la superficie de esos planetas.

# Índice general

|          |                                                                                         |          |
|----------|-----------------------------------------------------------------------------------------|----------|
| <b>1</b> | <b>Introducción</b>                                                                     | <b>1</b> |
| 1.1      | Enanas rojas . . . . .                                                                  | 2        |
| 1.1.1    | Actividad magnética estelar . . . . .                                                   | 3        |
| 1.1.2    | Actividad estelar en enanas M . . . . .                                                 | 8        |
| 1.1.3    | Fulguraciones . . . . .                                                                 | 10       |
| 1.1.4    | Fulguraciones en enanas M . . . . .                                                     | 15       |
| 1.2      | Atmósferas planetarias . . . . .                                                        | 17       |
| 1.2.1    | Estructura vertical . . . . .                                                           | 18       |
| 1.2.2    | Composición química de las atmósferas de planetas tipo terrestre . . . . .              | 23       |
| 1.2.2.1  | El agua en exoplanetas . . . . .                                                        | 24       |
| 1.3      | Escape atmosférico . . . . .                                                            | 28       |
| 1.3.1    | Mecanismos de escape térmico . . . . .                                                  | 28       |
| 1.3.2    | Mecanismos de escape no térmicos . . . . .                                              | 29       |
| 1.3.3    | Clima espacial alrededor de enanas M en las atmósferas de planetas terrestres . . . . . | 30       |
| 1.4      | Habitabilidad planetaria . . . . .                                                      | 32       |
| 1.4.1    | ¿Qué es un planeta potencialmente habitable? . . . . .                                  | 32       |
| 1.4.2    | Zona habitable . . . . .                                                                | 33       |
| 1.4.2.1  | Zona Habitable Optimista . . . . .                                                      | 33       |
| 1.4.2.2  | Zona Habitable Conservadora . . . . .                                                   | 35       |
| 1.4.2.3  | Dependencia de la zona habitable con respecto a la masa planetaria . . . . .            | 38       |
| 1.4.3    | Habitabilidad alrededor de enanas M . . . . .                                           | 38       |
| 1.5      | Objetivos y justificación . . . . .                                                     | 41       |

## ÍNDICE GENERAL

---

|                                       |                                                                                                                                  |           |
|---------------------------------------|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| <b>2</b>                              | <b>Metodología</b>                                                                                                               | <b>43</b> |
| 2.1                                   | VPLANET . . . . .                                                                                                                | 43        |
| 2.1.1                                 | Escape atmosférico: ATMESC . . . . .                                                                                             | 44        |
| 2.1.1.1                               | Pérdida del hidrógeno . . . . .                                                                                                  | 45        |
| 2.1.1.2                               | Pérdida de agua y oxígeno . . . . .                                                                                              | 49        |
| 2.1.2                                 | Evolución Estelar: STELLAR . . . . .                                                                                             | 53        |
| 2.1.2.1                               | Duración del efecto invernadero des-<br>bocado en función de la masa estelar .                                                   | 54        |
| 2.1.3                                 | Evolución del XUV debido a fulguraciones: FLARE                                                                                  | 56        |
| 2.2                                   | Validación y aplicación del modelo . . . . .                                                                                     | 59        |
| <b>3</b>                              | <b>Simulaciones: parámetros y descripción</b>                                                                                    | <b>65</b> |
| <b>4</b>                              | <b>Resultados</b>                                                                                                                | <b>69</b> |
| 4.1                                   | Planetas sintéticos terrestres alrededor de enanas rojas                                                                         | 69        |
| 4.1.1                                 | Impacto de las fulguraciones en la cantidad de<br>agua superficial en función de la masa planeta-<br>ria y estelar . . . . .     | 70        |
| 4.1.2                                 | Impacto de las fulguraciones en la acumulación<br>de oxígeno atmosférico en función de la masa<br>planetaria y estelar . . . . . | 76        |
| 4.2                                   | Planetas de baja masa alrededor de enanas rojas . . .                                                                            | 78        |
| 4.2.1                                 | Impacto de las fulguraciones a lo largo de 1 Gyr                                                                                 | 78        |
| <b>5</b>                              | <b>Discusión</b>                                                                                                                 | <b>83</b> |
| 5.1                                   | Dependencia de la cantidad final de agua superficial de<br>planetas tipo Tierra con la masa estelar y planetaria .               | 83        |
| 5.2                                   | Impacto de las fulguraciones en planetas reales alrede-<br>dor de enanas rojas . . . . .                                         | 86        |
| 5.3                                   | Implicaciones en la habitabilidad planetaria . . . . .                                                                           | 87        |
| <b>6</b>                              | <b>Conclusiones</b>                                                                                                              | <b>91</b> |
| <b>Apéndice A Índice de acrónimos</b> |                                                                                                                                  | <b>95</b> |
| <b>Apéndice B Publicaciones</b>       |                                                                                                                                  | <b>99</b> |

|                            |     |
|----------------------------|-----|
| Índice de figuras          | 115 |
| Índice de tablas           | 126 |
| Referencias bibliográficas | 127 |





# Introducción

---

El clima espacial y su impacto en los planetas del sistema solar es conocido desde 1859, cuando partículas cargadas provenientes del Sol impactaron la Tierra, y dieron origen a lo que hoy se conoce como evento Carrington ([Carrington, 1859](#)), causando una tormenta geomagnética.

Otro aspecto dentro de ese tema es el impacto en las atmósferas planetarias, ya que los eventos transitorios puedan cambiar tanto la química atmosférica ([Luger and Barnes, 2015](#); [Tilley et al., 2019](#); [Estrela et al., 2020](#); [Chen et al., 2021](#)) como ocasionar el escape de la atmósfera ([France et al., 2020](#); [Hazra et al., 2020](#); [Atri and Mogan, 2020](#)), lo que implica que las fulguraciones pueden influir en la habitabilidad planetaria ([Vida et al., 2019](#); [Yamashiki et al., 2019](#); [Abrevaya et al., 2020](#); [Estrela et al., 2020](#); [Howard et al., 2020](#)).

Al contrario de los planetas del sistema solar, el monitoreo de los exoplanetas es limitado, particularmente con respecto al efecto en sus atmósferas de eventos transitorios, como las fulguraciones, debido a la precisión de los instrumentos para observarlos. En ese sentido, las simulaciones numéricas juegan un papel importante para el desarrollo de conocimiento en esa área.

Considerando todos estos aspectos, el presente trabajo tiene como finalidad calcular la pérdida atmosférica y de agua superficial en planetas terrestres debido a la influencia de las fulguraciones (en particular) de estrellas tipo enana M, usando simulaciones numéricas.

## 1. INTRODUCCIÓN

---

En ese capítulo se presentará una revisión de los temas relevantes y necesarios para la comprensión del trabajo desarrollado aquí, así como el objetivo de esta investigación.

### 1.1. Enanas rojas

Las estrellas del tipo M de la secuencia principal (MS; con masas entre 0.08 y 0.6  $M_{\odot}$ , conocidas también como enanas rojas o enanas M) son el tipo de estrella con más planetas considerados potencialmente habitables, según el catálogo del Laboratorio de Habitabilidad Planetaria (PHL)<sup>1</sup>. De acuerdo con el catálogo, aproximadamente 69.5 % de los planetas clasificados como potencialmente habitables orbitan enanas M, comparados a los 23.7 % que orbitan estrellas del tipo K y 6.7 % que orbitan estrellas del tipo G. Debido a eso, las enanas M son los objetos más relevantes actualmente para la búsqueda y caracterización de planetas potencialmente habitables (Billings, 2011; Fujii et al., 2018). Se espera que  $\sim 48$  % de ellas tengan por lo menos un planeta tipo terrestre en su zona habitable (HZ, del inglés *Habitable Zone*; ver sección 1.4.2) (Garrett et al., 2018), donde en el vecindario solar (región esférica alrededor del Sol que abarca un radio de 5 pársecs (Carigi, 2015)), ese número aumenta a  $\sim 2.4$  planetas (Tuomi et al., 2019). Las enanas M son también las estrellas más abundantes de la Vía Láctea, constituyendo cerca del 70 % de la población (Bochanski et al., 2010), y 40 % de la masa estelar de la galaxia (Chabrier, 2003).

Los espectros de las enanas M se caracterizan por la presencia de fuertes líneas de absorción debido a la molécula diatómica de óxido de Titanio (TiO) en las longitudes de onda 450-570 nm (Morgan

---

<sup>1</sup><https://phl.upr.edu/projects/habitable-exoplanets-catalog>. El catálogo usa el llamado Índice de Similitud con la Tierra (ESI, del inglés Earth Similarity Index (Schulze-Makuch et al., 2011) para clasificar los planetas de acuerdo con su similitud con la Tierra (usando información de radio y masa planetaria) y entonces definir entre los planetas conocidos cuáles pueden ser considerados potencialmente habitables.

et al., 1943). Tienen también una temperatura suficientemente baja para tener moléculas como  $\text{H}_2\text{O}$  y  $\text{H}_2$  (Chabrier and Baraffe, 1997). De acuerdo con Scalo et al. (2007) y Kaltenegger and Traub (2009), las enanas M presentan temperaturas efectivas entre 2500 y 3800 K, y luminosidades bolométricas entre 0.0015 y  $0.72 L_{\odot}$ .

Una de las características más peculiares de este tipo de estrella es su emisión en longitudes de onda  $<300$  nm, que es mayor a la esperada en estrellas con temperaturas efectivas menores a 3000 K, como muestran las observaciones del catálogo MUSCLES (del inglés *Measurements of the Ultraviolet Spectral Characteristics of Low-mass Exoplanetary Systems*) (France et al., 2016; Loyd et al., 2016; Youngblood et al., 2016; Wilson et al., 2021). La razón de esta emisión es lo que conocemos como actividad magnética.

### 1.1.1. Actividad magnética estelar

La proximidad con la Tierra, hace que el Sol sea el mejor ejemplo para estudiar la actividad estelar, ya que ese factor posibilita que las observaciones del Sol presenten una buena relación señal-ruido, posibilidad de observaciones *in situ*, y una amplia gama de misiones espaciales cubriendo diferentes rangos de longitudes de onda (desde los microondas hasta los rayos  $\gamma$ ) con una alta precisión (Wenzel et al., 1992; Domingo et al., 1995; Davila et al., 1996; Chiu et al., 1998; Fox et al., 2016).

En el Sol, la actividad estelar es medida a través de manchas solares, donde el campo magnético tiene un valor promedio de 3000 G (Rezaei et al., 2012; Livingston and Watson, 2015). Tales manchas pueden dar origen a regiones activa, donde de acuerdo con (Priest, 2014), el campo magnético típico es de 100 G. En las regiones activas, a su vez, pueden formarse eyecciones de masa coronal (CME, del inglés *Coronal Mass Ejection*) y fulguraciones<sup>2</sup>, como muestra la

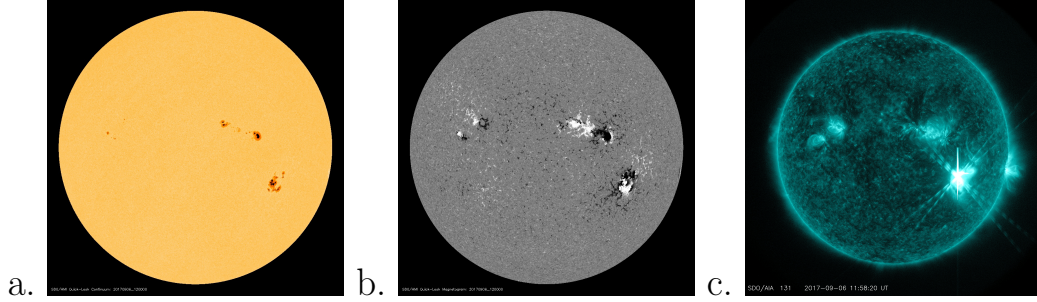
---

<sup>2</sup>El sistema de clasificación en escala logarítmica, usado por el GOES (del inglés *Geostationary Operational Environmental Satellite*) (Baker, 1970), se basa en la intensidad del flujo de la fulguración en las longitudes de onda entre 1 y

## 1. INTRODUCCIÓN

---

Figura 1.1.



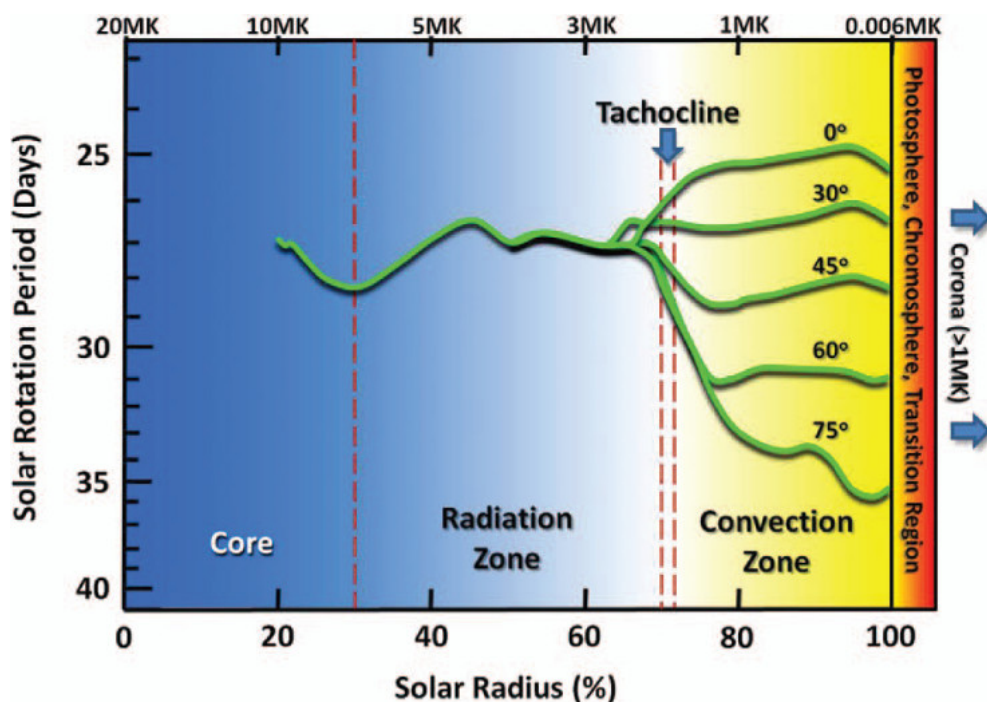
**Figura 1.1:** Sol durante el evento de la fulguración de clase X9.3, en el día 6 de septiembre de 2017. **a:** Manchas solares en la fotosfera del Sol, en el continuo, con el instrumento HMI (*Helioseismic and Magnetic Imager*) que se encuentra en el *Solar Dynamics Observatory* (SDO). **b:** Magnetograma de las manchas en el Sol con el instrumento HMI. Las regiones en blanco son campos magnéticos con polaridad norte y regiones en color negro con polaridad sur. **c:** Regiones activas en el Sol en la longitud de onda de 131 con el instrumento AIA (*Atmospheric Imaging Assembly*) del SDO (Lemen et al., 2012). La región activa AR 2673, señalada en las figuras, es la región que dio origen al evento. Crédito: SDO.

La actividad en el Sol proviene de su campo magnético (Spiegel and Weiss, 1980; Weiss and Tobias, 2000; Ossendrijver, 2003; Tobias, 2005; Charbonneau, 2014), que tiene origen en la región llamada tacoclina. Esta región es la zona de transición entre la zona radiativa, donde el Sol rota como un cuerpo rígido y la zona convectiva, donde la rotación es diferencial, y depende de la latitud (Gough and McIntyre, 1998), como muestra la Figura 1.2.

Debido a eso, el plasma solar (material compuesto por átomos de hidrógeno y helio ionizados y electrones libres, a una temperatura de millones de grados Kelvin) del ecuador gira más rápido que el plasma

---

8 Å. En él, una fulguración clasificada como X tiene un flujo igual o mayor que  $10^{-4} \text{ W m}^{-2}$ , M entre  $10^{-5}$  y  $10^{-4} \text{ W m}^{-2}$ , C entre  $10^{-6}$  y  $10^{-5} \text{ W m}^{-2}$ , B entre  $10^{-7}$  and  $10^{-6} \text{ W m}^{-2}$  y A entre  $10^{-8}$  and  $10^{-7} \text{ W m}^{-2}$ . El número que sigue a la clasificación significa la intensidad del evento en escala logarítmica, donde un evento X9 ( $9 \times 10^{-4} \text{ W m}^{-2}$ ) es 100 veces más intenso que un evento C9 ( $9 \times 10^{-6} \text{ W m}^{-2}$ ).



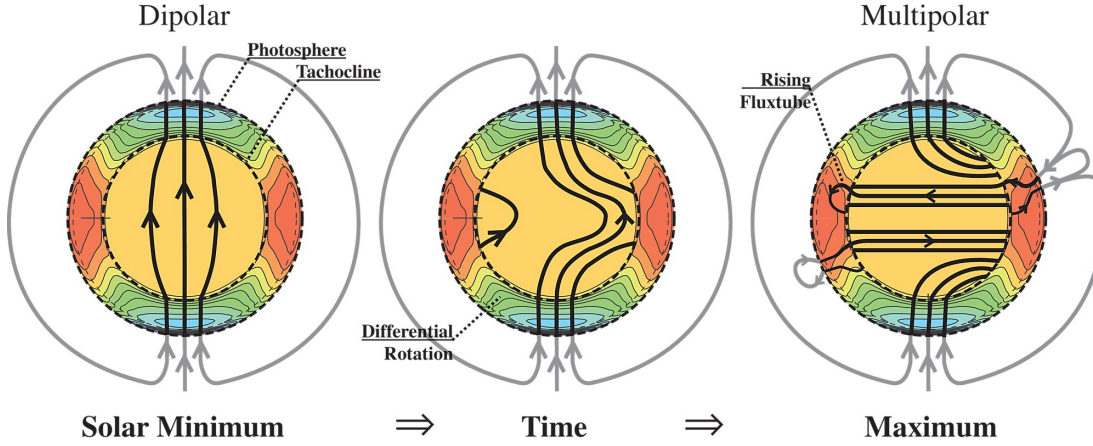
**Figura 1.2:** Rotación interna del Sol (línea verde sólida). Las bifurcaciones en la zona convectiva representan la rotación diferencial. La línea roja rayada que divide la zona radiativa de la convectiva, indicada en la figura, es la tachoclina. Crédito: [Strong et al. \(2012\)](#).

que está en los polos. Con el paso del tiempo, debido a la rotación diferencial, las partículas cargadas arrastran las líneas de campo magnético con ellas, haciendo que las líneas del campo empiecen a enrollarse entre sí, generando diversos bucles y polos magnéticos locales, lo que aumenta la densidad de líneas del campo en tales zonas (Figura 1.3). Cuando la densidad de líneas de campo es lo suficientemente grande para impedir la convección debajo de una zona, se forma una *mancha solar*, que se ve como una mancha negra, debido a que la temperatura en la región es más baja que la temperatura de su entorno en la fotosfera del Sol (ver Figura 1.4) ([Kivelson, 1995](#)).

En estos bucles la tensión magnética también puede crecer al punto de que las líneas del campo magnético se acercan tanto que cambian su patrón de conectividad, rompiendo el teorema de Álfven y generando la reconexión en las mismas. Cuando eso ocurre, las partículas

## 1. INTRODUCCIÓN

---



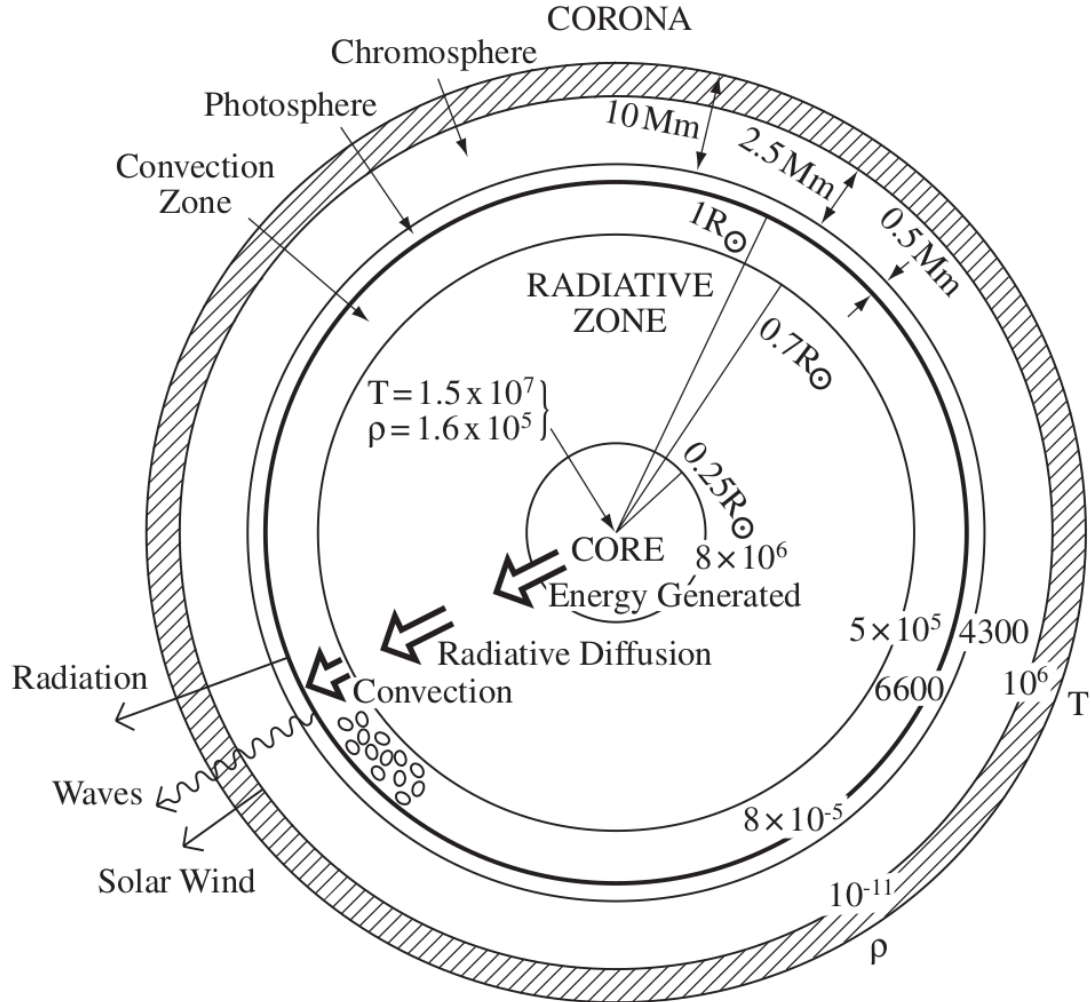
**Figura 1.3:** Esquema de evolución del campo magnético del Sol a lo largo del ciclo solar (que dura aproximadamente 11 años). Durante el momento de menor actividad ("Solar Minimum"), el Sol tiene un campo magnético de configuración dipolar/poloidal. Con el tiempo, la configuración pasa a ser multipolar, y el Sol presenta mayor actividad ("Maximum"). Crédito: O'Shea (2018).

son aceleradas, generando una contrapartida electromagnética, llamada *fulguración* (Kivelson, 1995). Dependiendo de la energía liberada en el evento (Youngblood et al., 2017, Tabla 1), parte del plasma (protones, electrones y partículas  $\alpha$ ) de la corona solar puede ser liberado, formando una *CME*.

De acuerdo con Yashiro et al. (2006) y Youngblood et al. (2017, Tabla 1), la probabilidad de que una fulguración solar sea acompañada de una CME crece con la energía de la fulguración. Aunque las relaciones derivadas del Sol han sido aplicadas a estrellas enanas M (e.g. Segura et al. (2010)), hay evidencia que indica que éstas presentan más fulguraciones que CMEs comparadas con el Sol, como es el caso de la estrella AD Leo (Muheki et al., 2020).

El Sol también emite continuamente un flujo de partículas de la corona, llamado *viento solar*, que consiste en protones, electrones y partículas  $\alpha$  de densidad aproximada de  $10 \text{ partículas/cm}^3$  y velocidad media de  $400 \text{ km/s}$  (a una distancia de 1 ua del Sol). A lo largo del ciclo





**Figura 1.4:** Estructura interna y externa del Sol. En la figura están indicadas las características principales de cada capa. El núcleo representa el 25 % del radio del Sol, con una temperatura igual a  $1.5 \times 10^7$  K, y una densidad igual a  $1.6 \times 10^5$  kg m<sup>-3</sup>. La zona radiativa presenta una temperatura entre  $8 \times 10^6$  y  $5 \times 10^5$  K, y se encuentra entre  $0.25$  y  $0.7 R_{\odot}$ . La zona convectiva se encuentra entre  $0.7$  y  $1 R_{\odot}$  y posee una densidad máxima de  $8 \times 10^{-5}$  kg m<sup>-3</sup> y una temperatura entre  $5 \times 10^5$  y 6600 K. La atmósfera solar está dividida entre fotosfera, cromosfera y corona. La fotosfera es la capa más profunda de la atmósfera solar, y posee  $0.5 \times 10^6$  m de ancho y una temperatura de 5778 K. La cromosfera tiene  $2.5 \times 10^6$  m de ancho y una densidad menor a que  $10^{-11}$  kg m<sup>-3</sup>. La corona es la capa más externa de la atmósfera y posee una temperatura del orden de  $10^6$  K. Crédito: Priest (2014)



## 1. INTRODUCCIÓN

---

solar, la configuración del campo magnético del Sol cambia, donde en el período de mínimo, el Sol presenta un campo magnético en forma poloidal.

En este caso, la velocidad del viento que emana de los polos (que es dónde están los llamados hoyos coronales<sup>3</sup> en el período de mínimo solar) es mayor que la del viento proveniente del ecuador. Esto se debe a que las líneas que van de polo a polo son más largas haciendo que las partículas atrapadas en ellas pueden fluir libremente sobre las líneas sin ser frenadas. Como consecuencia, el plasma de los polos fluye más libremente con respecto al plasma confinado en el campo magnético del ecuador solar (aunque la baja velocidad del viento solar en el ecuador todavía no pueda ser explicada (Abbo et al., 2016; Bale et al., 2019)).

Sin embargo, conforme cambia la configuración del campo magnético, de poloidal a multipolar, a lo largo del ciclo, surgen nuevos bucles en la atmósfera del Sol, haciendo que la velocidad del viento cambie en estas regiones. El cambio de velocidad en el viento solar genera las llamadas *Regiones de interacción de Corriente* (SIRs, del inglés *Stream Interaction Region*). Las SIRs son transientes formados por el encuentro del viento solar con diferentes velocidades, generando compresión, pudiendo ocasionar frentes de choque en el medio interplanetario (Kivelson, 1995).

### 1.1.2. Actividad estelar en enanas M

Aunque son un fenómeno fácilmente detectable en el Sol, todavía no se han observado CMEs en otras estrellas debido a que los coronógrafos actuales no generan suficiente contraste para detectarlas (Mawet et al., 2012). Por este motivo, se han desarrollado otros métodos alternativos para su detección (Odert et al., 2020; Veronig et al., 2021). Según Alvarado-Gómez et al. (2019), las CMEs en estrellas del tipo enana M pueden quedar confinadas en la corona estelar debido a

---

<sup>3</sup>Regiones en el Sol dónde las líneas del campo magnético son abiertas y el plasma es menos denso y más frío comparado a las demás regiones en el Sol.

la intensidad de su campo magnético. Ésta sería una explicación del porqué no han sido detectadas en observaciones de la estrella activa AD Leonis, donde ninguna CME fue detectada [Muheki et al. \(2020\)](#). De acuerdo con [Moschou et al. \(2019\)](#), la relación entre la masa de las CMEs y la energía de las fulguraciones para enanas M es la misma que en el Sol. Sin embargo, la energía cinética de las CMEs en enanas M es 200 veces menor a la observada en CMEs en el Sol, corroborando lo encontrado por [Alvarado-Gómez et al. \(2019\)](#).

De modo análogo al Sol, la actividad de las enanas M también tiene como fuente su campo magnético, pero a diferencia de nuestra estrella, el origen de su campo magnético aún es tema de estudio ([Kochukhov, 2021](#)). Se ha visto que las enanas M que presentan una estructura interna completamente convectiva (es decir, enanas M tardías) no solamente presentan campo magnético, si no que son más activas que enanas M parcialmente convectivas ([West et al., 2004, 2011](#), Fig. 1). Debido a eso, no poseen tacoclina ([Durney et al., 1993](#); [Wright and Drake, 2016](#)), y debe existir un mecanismo por el cual generan su campo, pero que es diferente al mecanismo en el Sol, ya que no presentan una estructura interna diferenciada, que da origen al campo magnético en estrellas del tipo solar ([Gilman and Fox, 1997](#); [Tobias, 2005](#)).

Una medida de la actividad magnética de las estrellas es la emisión en longitudes de onda que comprenden la radiación del extremo ultravioleta (EUV) y rayos X, entre 0.1 y 100 nm ([Ribas et al., 2005](#)),<sup>4</sup> que sumadas se denominan XUV.

A pesar de las diferencias entre el Sol y las enanas M, estas también presentan emisión cromosférica en XUV en su estado basal. La emisión de una enana M en longitudes de onda menores a 300 nm es mayor que en el Sol ([Ribas et al., 2017](#)) (Figura 1.5.a), donde el flujo en XUV emitido por estas estrellas en su estado basal puede llegar a ser casi 10 % de su flujo bolométrico (Figura 1.5.b), que de acuerdo con [Scalo et al. \(2007\)](#), es cinco órdenes de magnitud más alto que los niveles

---

<sup>4</sup>Estos rangos pueden variar entre autores, como por ejemplo en [Segura \(2018\)](#), donde el EUV es definido entre 12–210 nm y [Osten and Wolk \(2015\)](#), donde los rayos X blandos (SXR) están definidos entre 0.124–124 nm.

## 1. INTRODUCCIÓN

---

del Sol en las mismas condiciones. La Figura 1.5.b también muestra que las enanas M pueden aumentar hasta dos órdenes de magnitud su flujo en XUV con respecto a su flujo bolométrico cuando emiten una fulguración.

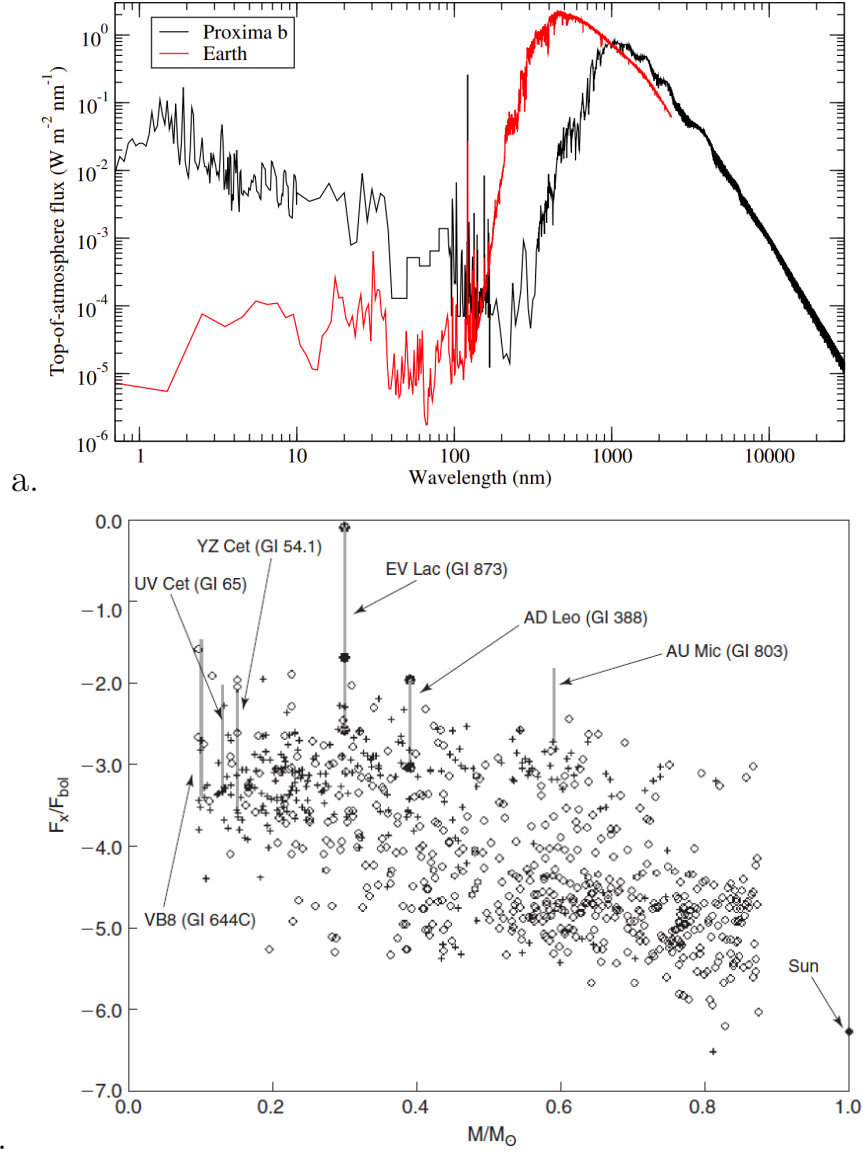
A diferencia de las CMEs, las fulguraciones en las enanas M sí son observadas, pudiendo ser usadas como medida de la actividad cromosférica. Ellas se detectan a partir de incrementos en el flujo emitido por la estrella y por la presencia de líneas de emisión en los espectros estelares (Hilton et al., 2010; Schmidt et al., 2019). El presente trabajo se enfoca en el impacto de las fulguraciones en la habitabilidad planetaria.

### 1.1.3. Fulguraciones

De acuerdo con Forbes (2000), la explicación más aceptada es que las fulguraciones ocurren debido a inestabilidades en el campo magnético de la corona de la estrella. Sin embargo, la base de los bucles magnéticos que dan origen a la fulguración está ubicada en la cromosfera. Cuando el evento de reconexión ocurre, las partículas cargadas generadas en el proceso (en su mayoría electrones) transfieren energía de la corona a la cromosfera, resultando en la evaporación del material en la cromosfera y en la emisión de rayos X duros (HXR) y  $H\alpha$  en la base (Magara et al., 1996; Radziszewski et al., 2011; Priest, 2014).

Las fulguraciones pueden ser observadas en diferentes longitudes de onda, desde radio hasta rayos X, y estas emisiones tienen diferentes fuentes y causas.

Una fulguración tiene 3 fases: prefulguración, fase impulsiva, y fase gradual (o de decaimiento) que podemos dividir entre destello y fase principal (ver Figura 1.6). La primera fase tiene como característica principal el desarrollo de una prominencia dentro de una región activa y el aumento de la intensidad de los SXR ( $< 10$  keV) en el lapso de tiempo de algunos minutos. En la fase impulsiva (que dura entre 2 y 20 minutos, aproximadamente) se observan emisiones en microondas y HXR ( $> 30$  keV). Finalmente, en la fase gradual, el destello es



**Figura 1.5:** a. Flujo incidente, en diferentes longitudes de onda, en la atmósfera alta de Proxima Centauri b (línea negra) y en la Tierra (línea roja) debido a la estrella Proxima Centauri (M5.5V) y al Sol, respectivamente, en sus estados basales. Crédito: Ribas et al. (2017). b. Flujo de rayos X comparado con la emisión total de la estrella (bolométrica) para estrellas con masa hasta  $1 M_{\odot}$ . Las líneas verticales indican el aumento de flujo debido a fulguraciones, y el punto subsecuente en la misma línea indica en cuanto aumentó el flujo de la estrella debido a tales eventos. Los puntos sin líneas adyacentes representan las estrellas en su estado basal. Las estrellas señaladas en la figura con el nombre son enanas M. Los símbolos en forma de cruz corresponden a estrellas del tipo UV Ceti (que presentan fulguraciones), mientras que los círculos representan a aquellas que no son clasificadas como estrellas que presentan fulguraciones. Crédito: Scalo et al. (2007).

## 1. INTRODUCCIÓN

---

caracterizado por la erupción de la prominencia, al mismo tiempo que ocurre un incremento de los SXR y  $H\alpha$ , durando aproximadamente cinco minutos. Ya en la fase de decaimiento, como el nombre indica, la intensidad de la radiación disminuye a lo largo de algunas horas, pudiendo llegar a un día (Priest, 2014). La Figura 1.7 muestra cómo se forma una fulguración en el Sol.

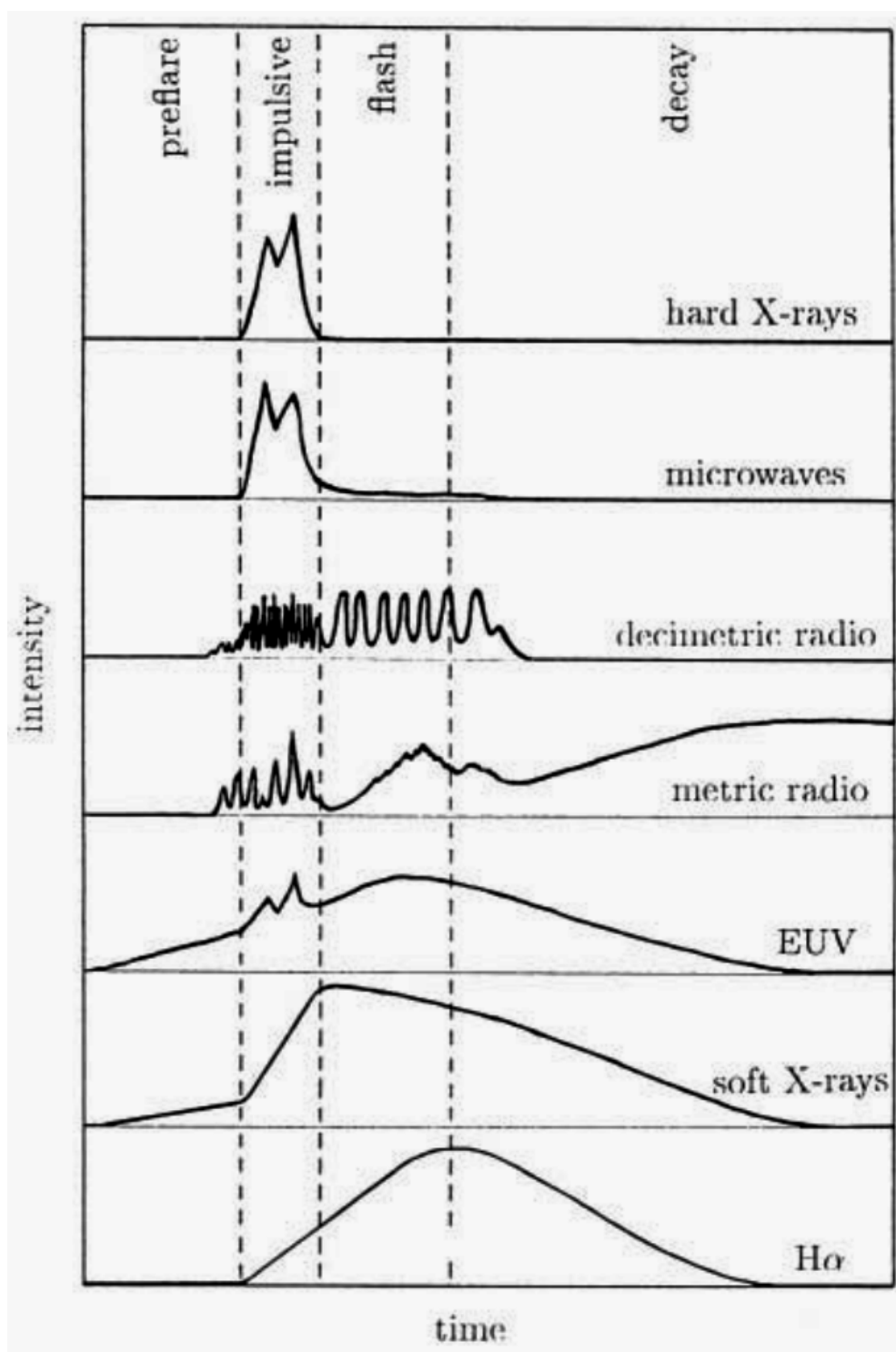
En general, las fulguraciones pueden ser clasificadas como confinadas o eruptivas. En las primeras la energía es liberada solo en la fase impulsiva y no tienen la fase de prefulguración, mientras que en las segundas la energía es liberada continuamente desde la fase impulsiva hasta la gradual y duran el doble del tiempo que las del tipo confinada (Švestka, 1989; Priest, 2014).

La Figura 1.8 muestra imágenes del Sol donde se pueden ver las diferentes etapas de una fulguración de clase C8.8 en la escala GOES. En la primera etapa del proceso ocurre la fase de prefulguración (Figura 1.8.a), y después sucede el evento de reconexión magnética, generando radiación electromagnética, donde ocurre el destello, que da origen a la fulguración (fase impulsiva, Figura 1.8.b). Después de eso, la reconexión genera un plasmoide<sup>5</sup>, que da origen a una CME (Figura 1.8.c) y las líneas de campo vuelven a cerrarse, mientras que las partículas cargadas y aceleradas emiten radiación EUV,  $H\alpha$  y rayos X (Figura 1.8.d, los tres primeros paneles de abajo hacia arriba de la Figura 1.6). Finalmente, la región activa deja de emitir radiación de alta energía y vuelve a su configuración original, similar a la prefulguración (Figura 1.8.e).

La región activa de la Figura 1.8 presenta diferentes bucles internos (representados en gris oscuro y rojo en los paneles superiores) y externos (representados en azul en los paneles superiores). El bucle interno da origen a la fulguración (que de acuerdo con Shibayama et al. (2013) tiene una energía aproximada de  $10^{30,1}$  ergs), liberando material que (en éste caso) genera la CME, y que rompe a través de los bucles externos.

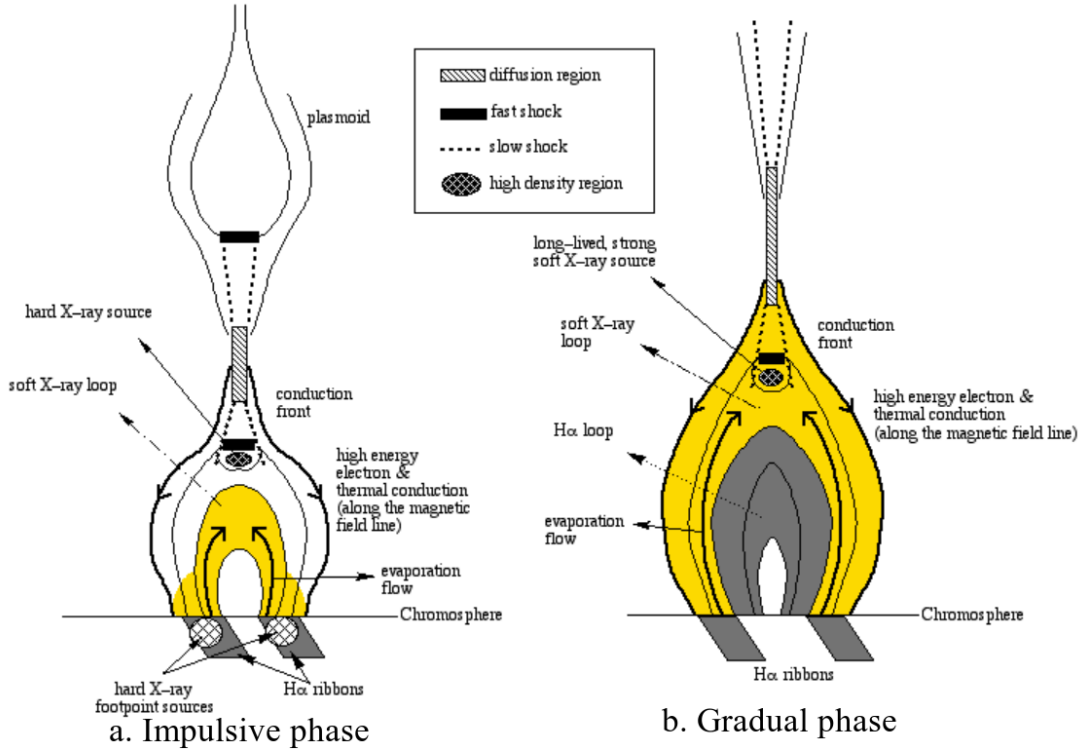
---

<sup>5</sup>Estructura compuesta de plasma confinado por un campo magnético.



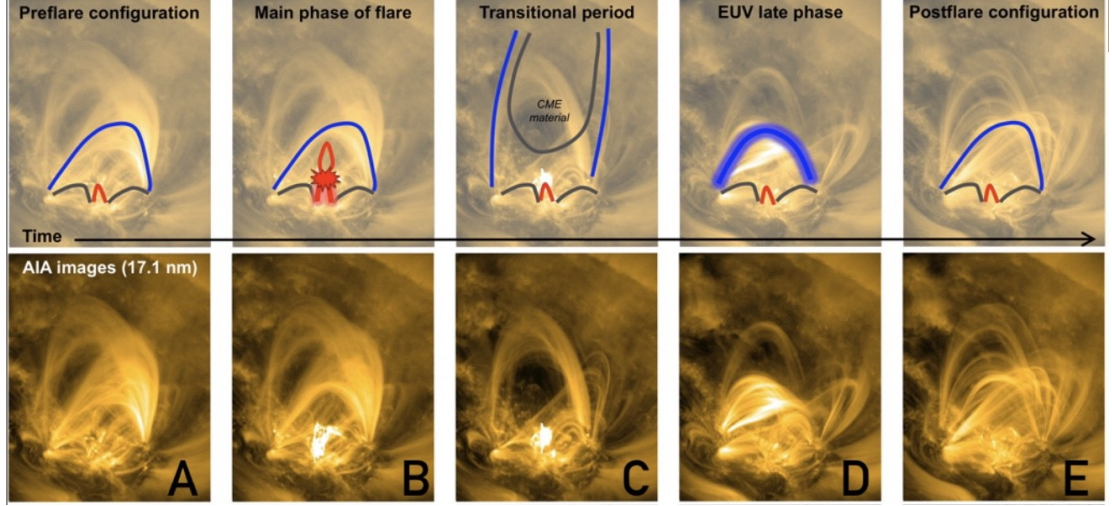
**Figura 1.6:** Fases de una fulguración con respecto al tiempo y la intensidad de las emisiones del evento en diferentes longitudes de onda (Benz, 2012).

## 1. INTRODUCCIÓN



**Figura 1.7:** Modelo esquemático de la formación de una fulguración en el Sol. La figura muestra un corte transversal en un bucle magnético que da origen a una fulguración, antes (Figura 1.7.a, *impulsive phase*) y después (Figura 1.7.b, *gradual phase*) del máximo del evento. Los detalles de cada fase están explicados en el texto. En la figura, el plasmoide da origen a la CME, la *conduction front* se refiere al frente de conducción térmica de partículas (como por ejemplo electrones) emitidas en el proceso de la reconexión de las líneas de campo magnético. El *evaporation flow* es el material de la cromosfera que fue evaporado después que las partículas del frente de conducción térmica transfirieron energía de la corona a la región, y los *H $\alpha$  ribbons* se refieren a las llamadas bandas de H $\alpha$ , que son regiones de la base de la cromosfera que emiten en la longitud de onda del H $\alpha$  (656.28 nm) cuando el frente interactúa con la base del bucle que da origen a la fulguración (Radziszewski et al., 2011; Priest, 2014). Las *footpoint sources* son generadas por el mismo proceso de formación de las bandas de H $\alpha$ . La región de difusión es la región entre el bucle magnético y el plasmoide. Crédito: Magara et al. (1996).





**Figura 1.8:** Observación de las fases de una fulguración solar de clase C8.8 (que corresponde a un flujo igual a  $8.8 \times 10^{-6} \text{ W m}^{-2}$ ) en la escala GOES con respecto al tiempo y la intensidad de las emisiones del evento en diferentes longitudes de onda. Crédito: Adaptado de NASA/SDO/AIA/R. Hock/University of Colorado.

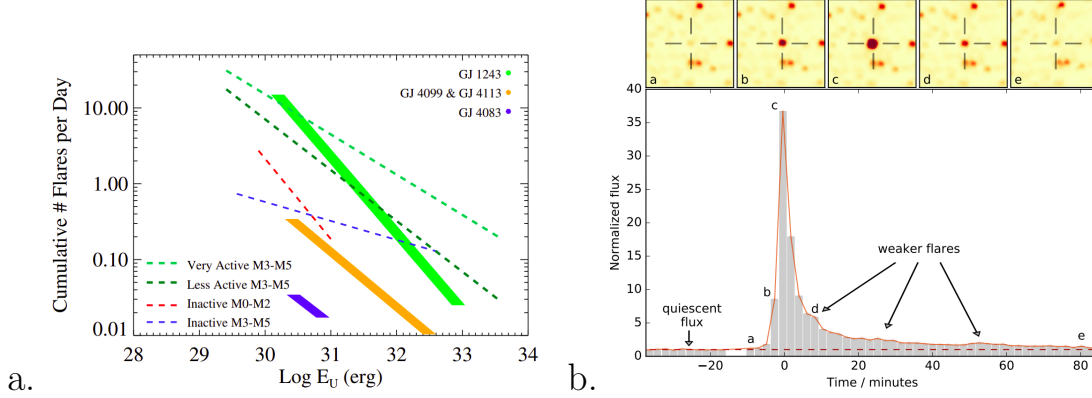
#### 1.1.4. Fulguraciones en enanas M

La actividad magnética en las enanas M aumenta conforme su masa disminuye, donde su máximo ocurre alrededor del tipo espectral M8 (Hawley et al., 1996; Gizis et al., 2000; West et al., 2004). Otra característica de las enanas M es la variación del flujo de radiación XUV, debido a la emisión de fulguraciones, durante las cuales el flujo de la estrella puede aumentar en un orden de magnitud o más Scalo et al. (2007, Fig. 5).

En el Sol, las fulguraciones más energéticas alcanzan  $10^{32}$  ergs (Kurochka, 1987) y ocurren aproximadamente cada 10 años (Emslie et al., 2012; Youngblood et al., 2017). De acuerdo con Audard et al. (2000); Hawley et al. (2014), en enanas M activas, las fulguraciones con energía igual o mayor que ésta, ocurren a una tasa de  $\sim 1$  vez al día (como muestra la Figura 1.9.a), mientras que (Hilton, 2011) muestra que para enanas M en la Vía Láctea (activas e inactivas, de tipo espectral entre M0 y M8), fulguraciones con esa energía ocurren aproximada-



## 1. INTRODUCCIÓN



**Figura 1.9:** **a:** Frecuencia de las fulguraciones en diferentes tipos espectrales de enanas M para la muestra de Kepler (Hawley et al., 2014). **b:** superfulguración observada en Proxima Centauri observada por Evryscope (Law et al., 2014; Howard et al., 2018). Las imágenes en la parte superior de la figura son de la estrella durante el evento. La gráfica en parte inferior es el flujo de la estrella durante el evento. Las letras en la gráfica corresponden a cada uno de los momentos de las imágenes en la parte superior de la figura.

mente 1 vez cada diez días. Como lo muestran Vida et al. (2017), Ducrot et al. (2020) y Davenport (2016), TRAPPIST-1 y Proxima Centauri siguen la misma tendencia.

Sin embargo, aunque las fulguraciones de las enanas M alcancen energías mayores a las del Sol de modo general, cuando comparamos enanas M con estrellas del tipo solar en las mismas etapas de evolución, ellas presentan una tasa de fulguraciones más baja (Davenport et al., 2019; Johnstone et al., 2021). Eso contradice los resultados encontrados por Günther et al. (2020), que muestran que enanas M poseen tasas de fulguraciones más altas que las de estrellas del tipo solar.

El catálogo de *Kepler*, usado por Davenport et al. (2019), incluye pocas enanas M (114 en el total), y con energías muy altas (entre  $10^{33}$  y  $10^{38}$  ergs), a diferencia del trabajo de Günther et al. (2020), que utiliza datos de Transiting Exoplanet Survey Satellite (TESS) (Ricker et al., 2015) y presenta más enanas (673 en total). Una explicación podría ser el límite de detección de las fulguraciones con energías

más bajas, ya que los trabajos usan datos de diferentes detectores (que tienen diferentes contrastes). Otro factor es el análisis que hace [Günther et al. \(2020\)](#) en el trabajo no lleva en consideración la edad de las estrellas observadas por TESS, ya que en este trabajo el enfoque no es el mismo del trabajo de [Davenport et al. \(2019\)](#). [Davenport et al. \(2019\)](#) busca calcular la FFD en diferentes etapas de la evolución de las estrellas del catálogo de *Kepler*, y con eso generar un modelo de como la FFD de estas estrellas se comporta a lo largo de su evolución. Esto podría ser un problema para las enanas M, ya que la mayor parte de las enanas M conocidas ya están fuera de la MS, haciendo que sea difícil obtener datos en esta etapa de la evolución. Además, el catálogo de *Kepler* también posee pocas enanas M con edad muy avanzada, dificultando el cálculo de la FFD en extremos de edades.

Las fulguraciones clasificadas como superfulguraciones (con energía bolométrica  $> 10^{33}$  ergs ([Maehara et al., 2012](#))) se observan en enanas M, como es el caso de la estrella AD Leonis ( $10^{34}$  erg ([Hawley and Pettersen, 1991](#))) y Proxima Centauri ( $10^{36}$  erg ([Howard et al., 2018](#))). Esta última es mostrada en la Figura 1.9.b.

Uno de los últimos muestreos de fulguraciones en enanas M es de la misión TESS. De acuerdo con ([Günther et al., 2020](#)), los sectores 1 y 2 de TESS muestran que las enanas M de tipos espectrales M4 a M6 son las que presentan proporcionalmente mayor número de fulguraciones. En total, fueron observadas 673 fulguraciones en enanas M. Otro trabajo reciente llevado a cabo por [Pietras et al. \(2022\)](#) también usa los datos observados por TESS, pero de los sectores 1 a 39, donde detectaron más de 140,000 fulguraciones con energías entre  $10^{31}$  y  $10^{36}$  erg en 25,000 de las 330,000 estrellas observadas. Las estrellas que presentaron fulguraciones son 7.7 % de la muestra, sin embargo, más del 50 % de las estrellas enanas M presentaron fulguraciones.

## 1.2. Atmósferas planetarias

Análogamente al sistema solar, los exoplanetas poseen atmósferas de composición química y estructura diversas. En esta sección se ha-

## 1. INTRODUCCIÓN

---

rá una breve revisión acerca de las atmósferas de exoplanetas tipo terrestre.

### 1.2.1. Estructura vertical

La importancia de entender la estructura vertical de la atmósfera de un planeta está directamente relacionada con la habitabilidad del planeta. Conocer el perfil de temperatura y presión da información sobre las moléculas que pueden o no estar presentes en la superficie del planeta, como por ejemplo el agua líquida (Seager, 2010).

En la Tierra, la estructura vertical de la atmósfera puede ser dividida con respecto a la temperatura (o presión) y la composición química. De acuerdo con la altitud se encuentran cinco capas diferentes:

1. La *troposfera* tiene contacto con la superficie y es donde ocurren todos los fenómenos meteorológicos (nubes, precipitación, tormentas, etc.) debido a la convección generada por el calentamiento de la superficie por el Sol. En esa capa el gradiente térmico es positivo debido a que entre mayor la altitud, menor la temperatura, ya que está más lejos de la superficie. La *tropopausa* es la región que delimita la troposfera, está ubicada en aproximadamente 0.1 bar de presión (Hoinka, 1998) y presenta la menor temperatura de la capa. Debido a eso, es donde está la llamada trampa fría<sup>6</sup>, es decir, la zona donde el agua puede condensar y formar nubes.
2. La *estratosfera* es la capa que sigue, donde se encuentra la capa de ozono, y que presenta una presión atmosférica de 1 mbar. Debido a eso, en esa región la radiación UV (200-300 nm) es absorbida, calentando la zona, y haciendo que el gradiente térmico sea negativo hasta llegar a la *estratopausa*. Por definición, la existencia de esta capa en un planeta se da por la presencia de

---

<sup>6</sup>Región ubicada en la atmósfera de un planeta donde la temperatura es más fría que en las capas más altas, haciendo con que volátiles como el agua no puedan subir más alto en la atmósfera y escapar para el espacio.

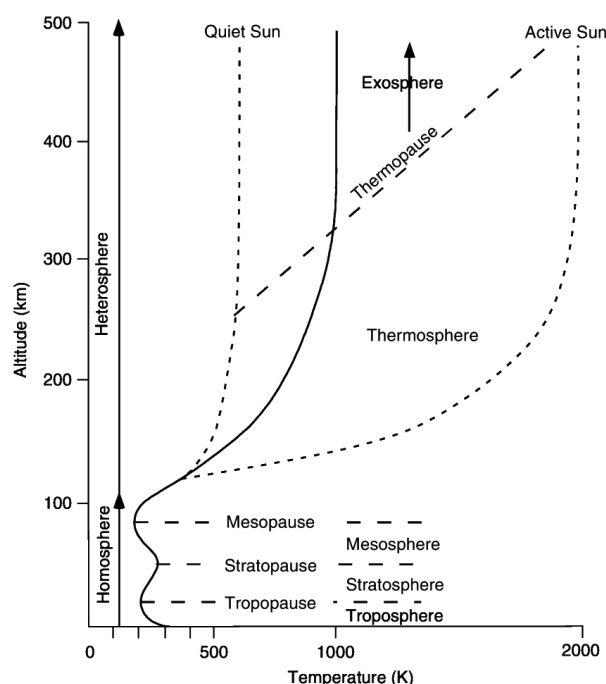
alguna especie química que absorbe radiación UV y que puede calentar la zona. Marte, por ejemplo, no tiene una estratosfera, mientras que los gigantes gaseosos del sistema solar sí, debido a la presencia de absorbedores de UV. (Catling and Kasting, 2017).

3. La *mesosfera* es la región donde empieza la llamada ionosfera, que es la capa donde hay una concentración mayor de iones debido a la radiación ionizante del Sol que incide ahí. El gradiente térmico de la región es positivo debido a que no hay nada que caliente la región, implicando que la mesosfera es la región en la atmósfera terrestre que presenta la menor temperatura. La mesopausa, donde la mesosfera termina, es la parte más fría de la atmósfera terrestre y demarca la zona donde la atmósfera deja de ser homogénea y turbulenta, y presenta una mezcla heterogénea de las moléculas que la componen. Ésta capa está ubicada entre 50 y 85 km arriba de la superficie terrestre, y la presión atmosférica en esta región es entre 0.01 y 0.001 mbar (Catling and Kasting, 2017).
4. La *termosfera* es la capa más extensa y caliente de todas, pero que cambia su extensión dependiendo de la actividad solar, que hace variar la cantidad de radiación UV que llega a la Tierra. En esa región son absorbidos los rayos X y radiación EUV (100 nm), y el gradiente de temperatura es negativo debido a radiación del sol que calienta la zona. También en la termosfera está ubicada la mayor parte de la ionosfera Catling and Kasting (2017).
5. La *exosfera* es la capa más externa de la atmósfera terrestre, que separa la atmósfera del espacio y presenta un perfil de temperatura isotérmico. La región donde empieza la exosfera es llamada *exobase*, y es donde la atmósfera deja de ser colisional y las partículas siguen un movimiento parabólico. Debido a esto, las partículas en esta zona escapan con mayor facilidad en caso de que tengan energía suficiente para vencer la gravedad de la Tierra. La especie química que más abunda en esta capa es el oxígeno atómico (Catling and Kasting, 2017).

## 1. INTRODUCCIÓN

---

La Figura 1.10 muestra, el perfil de temperatura atmosférica de la Tierra con respecto a la altitud, mientras que la Figura 1.11 presenta un modelo esquemático análogo al de la Tierra, pero para planetas rocosos en general (Wordsworth and Kreidberg, 2021).

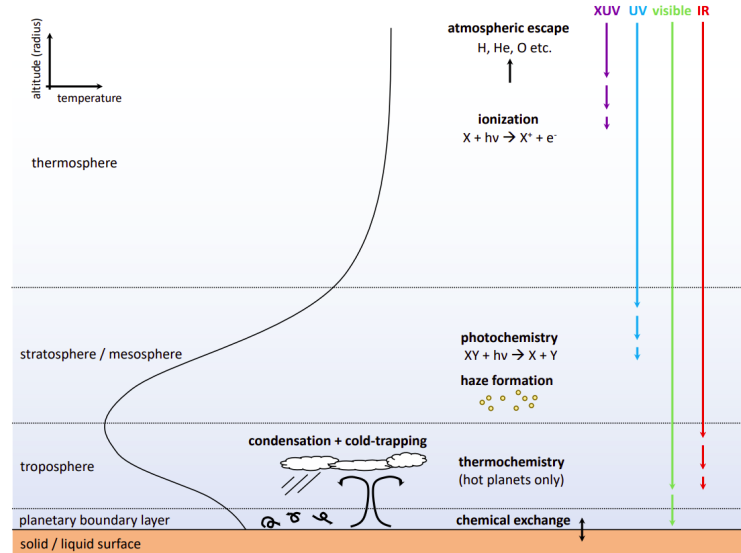


**Figura 1.10:** Estructura vertical de la atmósfera terrestre (Catling and Kas-ting, 2017).

La atmósfera de la Tierra también posee una estructura vertical con respecto a su ionización, la llamada *ionosfera*, que presenta equilibrio de cargas (es decir, tiene la misma cantidad de electrones que de iones). En esta región los átomos son ionizados debido a la radiación incidente del extremo UV (EUV) y rayos X proveniente de la estrella, y debido a esto, la ionización de la capa depende del ángulo de incidencia de la luz del Sol en la atmósfera.

La ionosfera terrestre está dividida en cuatro capas:

1. La *capa D*, que es la capa más cercana a la superficie de la Tierra, y está ubicada entre la mesosfera y la termosfera inferior, entre 60 y 90 km de distancia de la superficie. Generalmente solo está



**Figura 1.11:** Modelo esquemático del perfil de temperatura (línea negra) de la atmósfera de planetas rocosos y procesos químicos que ocurren en cada capa de la atmósfera (Wordsworth and Kreidberg, 2021).

presente durante el día, debido a la baja tasa de ionización, que genera una densidad electrónica baja, de  $\sim 10^6$  partículas  $\text{m}^{-3}$ . Los iones en esta región son producidos por HXR con longitudes de onda menores que 1 nm, rayos cósmicos y, en el caso exclusivo de la Tierra por fotones Lyman- $\alpha$  (121.6 nm) (North et al., 2014; Yiğit, 2017);

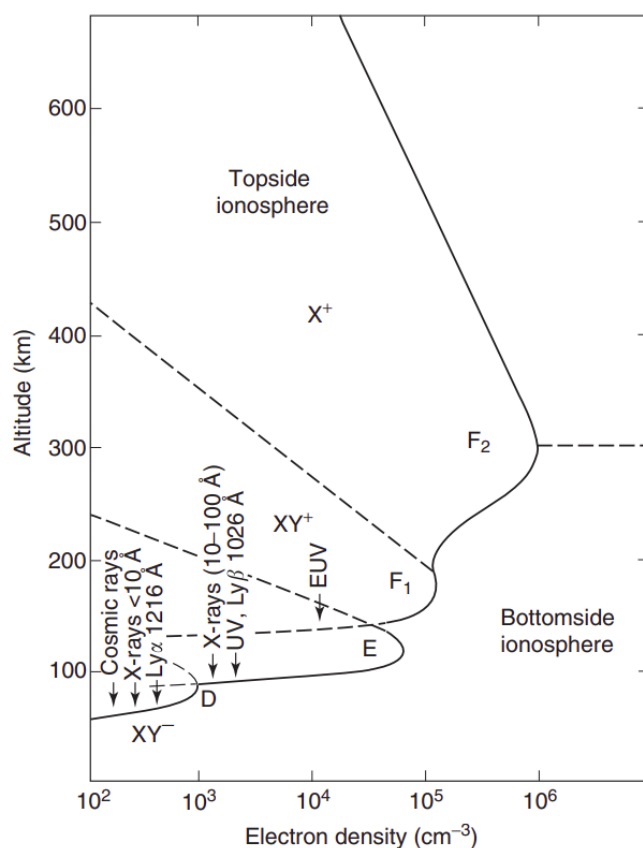
2. La *capa E* está ubicada en la termosfera, a una distancia entre  $\sim 90$  y 130 km arriba de la superficie terrestre. Los iones de esta región son producidos por fotones de SXR entre 1 y 10 nm y Lyman- $\beta$  (102.6 nm). Debido a su alta densidad electrónica de  $\sim 10^{11} \text{ m}^{-3}$  (y menor camino libre medio), los electrones producidos por fotones de alta energía pueden ionizar la región una segunda vez (North et al., 2014; Yiğit, 2017);
3. La *capa F* está ubicada a una distancia entre  $\sim 130$  y 500 km arriba de la superficie terrestre, dentro de la termosfera y se extiende hasta la exosfera. Esta capa se divide en dos durante el día, la *capa F1* (ubicada entre 130 y 180 km) y la *capa F2* (ubicada

## 1. INTRODUCCIÓN

---

entre 180 y 500 km). La capa F1 está en equilibrio fotoquímico, desaparece durante la noche y la producción de los iones está dominada por la absorción de fotones con longitudes de onda en el rango del EUV, entre 20 y 100 nm. Las especies dominantes en esta región son el  $O_2^+$  y el  $N_2^+$ . Por otro lado, la capa F2 no se encuentra en equilibrio fotoquímico, está permanente presente en la atmósfera terrestre y el ion que domina la región es el  $O^+$  (North et al., 2014; Yigit, 2017).

La Figura 1.12 muestra las regiones que conforman la ionosfera.



**Figura 1.12:** Perfil de densidad electrónica de la ionosfera terrestre (línea sólida) durante el día (en el punto subsolar). Las líneas rayadas dividen las regiones (D, E, F1 y F2) dentro de la ionosfera. Las flechas indican hasta que punto la radiación o procesos que ionizan la región pueden penetrar en la ionosfera (Bauer and Lammer, 2013).

### 1.2.2. Composición química de las atmósferas de planetas tipo terrestre

La química de las atmósferas exoplanetarias puede ser analizada directamente a través de la espectroscopía (Knutson et al., 2014; Iyer et al., 2016; Edwards et al., 2020), pero también de modo indirecto, utilizando modelos de estructura y evolución de los interiores planetarios usando la información medida para la masa y el radio de un exoplaneta (Swift et al., 2011; Lopez and Fortney, 2014; Agol et al., 2021).

En el caso de los exoplanetas tipo terrestres observados, existen atmósferas con diferentes composiciones químicas, como por ejemplo  $\text{CO}_2$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{H}_2$  y  $\text{O}_2$  (Seager, 2010). Durante la evolución del planeta, la composición atmosférica cambia. En el caso de las atmósferas de planetas terrestres, la atmósfera puede agregarse directamente del disco protoplanetario, para los más masivos (supertierras) (Rogers, 2015), o degasarse desde el interior del planeta (e.g. (Rushby et al., 2018; Ortenzi et al., 2020; Oosterloo et al., 2021)). La combinación de ambas fuentes, además de otros procesos, puede dar lugar a atmósferas transitorias, como por ejemplo la acumulación de oxígeno visto por Luger and Barnes (2015), debido a la fotólisis del agua y a la ausencia de fuentes de absorción de oxígeno por la superficie, como será visto más a fondo en la sección 2.1.1.2.

Un ejemplo ilustrativo de cómo se deriva la posible composición atmosférica y estructura interna de los exoplanetas son las observaciones realizadas con el espectrógrafo de alta resolución HARPS-N (*High Accuracy Radial velocity Planet Searcher North*)<sup>7</sup>, con las que Rice et al. (2019) restringieron la densidad para tres planetas diferentes alrededor de una enana M con masa igual a  $0.606 M_\odot$ , uno de ellos ubicado en el *radius gap*<sup>8</sup> de Fulton et al. (2017). Este planeta,

---

<sup>7</sup>El espectrógrafo HARPS-N permite la obtención de velocidades radiales de alta precisión, con las cuales es posible estimar masas planetarias.

<sup>8</sup>Zona en los datos observacionales de la misión espacial *Kepler* (Borucki, 2016) donde se nota la ausencia de planetas con radios entre  $1.5$  y  $2.0 R_\oplus$ , cuando se



## 1. INTRODUCCIÓN

---

denominado GJ 9827 b, fue clasificado como una supertierra, con una composición química de silicatos, un núcleo de hierro que constituye 25 % de su masa y la presencia de elementos volátiles, como una envoltura de H/He (Figura 1.13.a). GJ 9827 c, por otro lado, presenta datos de velocidad radial (RV) con baja precisión y, por lo tanto, un error mayor en la medida de masa. Aunque los resultados concluyen que el planeta no puede ser un planeta terrestre, de acuerdo con su ubicación en el diagrama masa-radio, se espera que más de la mitad de la masa del planeta sea compuesta de agua, resultando en un mundo de agua. GJ 9827 d, así como GJ 9827 b es una supertierra, pero presenta más volátiles en su composición.

LHS 1140 b es otro ejemplo de supertierra que orbita una enana M de  $0.179 M_{\odot}$ , está ubicado en la HZ de su estrella y es candidato a tener agua en su atmósfera (Figura 1.13.b) (Edwards et al., 2020).

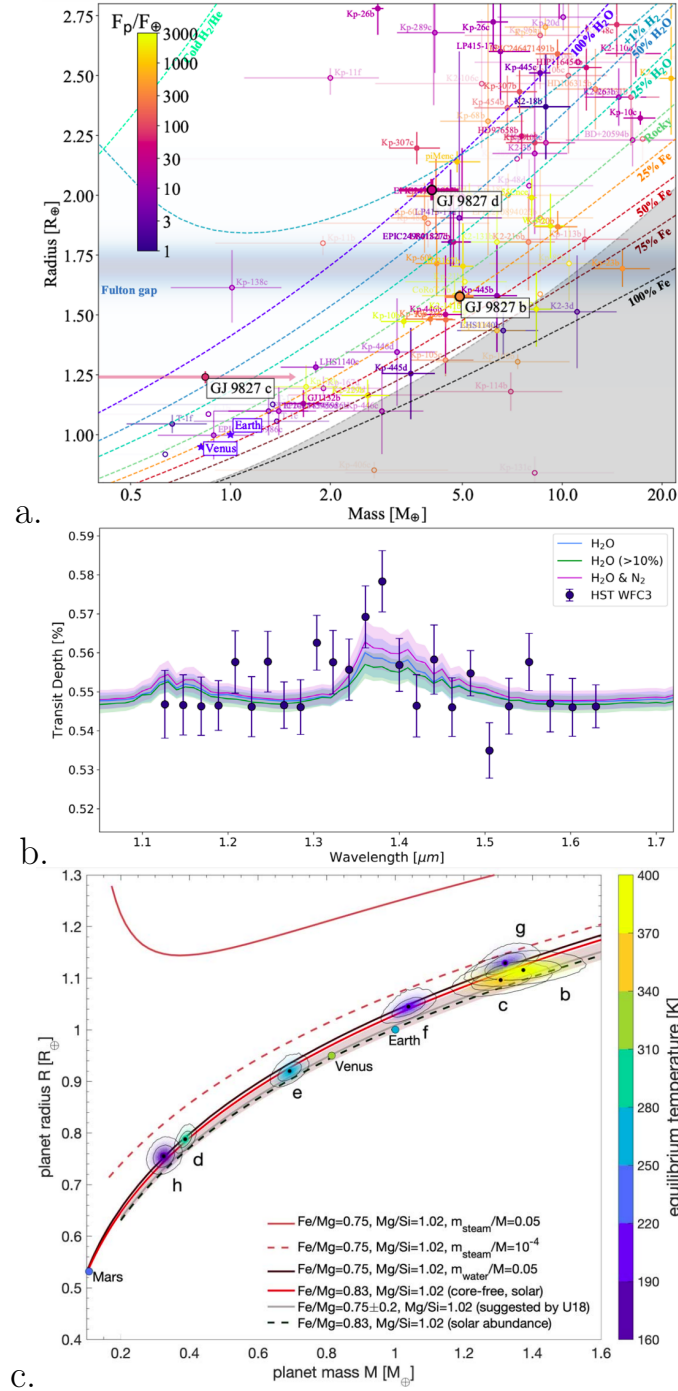
Usando datos de tránsito tomados con el Telescopio Espacial Hubble (HST, del inglés *Hubble Space Telescope*) (Bahcall, 1986), Spitzer (Werner et al., 2004), la misión K2 (Howell et al., 2014), y el modelo de masa-radio de Dorn et al. (2017), Agol et al. (2021) encuentran que los planetas del sistema TRAPPIST-1 pueden tener composiciones químicas similares a las de la Tierra (Figura 1.13.c). Aunque todavía no se han podido observar atmósferas de planetas terrestres, como los del sistema TRAPPIST-1, ya se han hecho intentos y modelos con la finalidad de identificar las restricciones en su caracterización (De Wit et al., 2018; Garcia et al., 2022; Krissansen-Totton and Fortney, 2022; Mandt et al., 2022).

### 1.2.2.1. El agua en exoplanetas

El agua ha sido detectada en diversos exoplanetas (Tinetti et al., 2007; Swain et al., 2009; Konopacky et al., 2013; Fraine et al., 2014), por ejemplo el caso de K2-18b, que se encuentra en la HZ de una enana M (Benneke et al., 2019; Tsiaras et al., 2019), tiene una masa de  $8.63 M_{\oplus}$  (Cloutier et al., 2019) y una densidad de  $2.67 \text{ g/cm}^3$  (Benneke

---

grafica el número de planetas por estrella como función del radio planetario.



**Figura 1.13:** a. Relación masa-radio para diferentes exoplanetas, incluyendo las supertierra del sistema GJ 9827 (Rice et al., 2019). Las diferentes líneas rayadas de colores representan diferentes composiciones químicas, como se indica en la figura. b. Espectro de transmisión de la atmósfera de la supertierra LHS 1140 b, que orbita una enana M de  $0.179 M_{\odot}$  (Edwards et al., 2020). c. Relación masa-radio para los planetas del sistema TRAPPIST-1 (Agol et al., 2021).

## 1. INTRODUCCIÓN

---

et al., 2019), y es clasificado como subneptuno (Ver Figura 1.14.a).

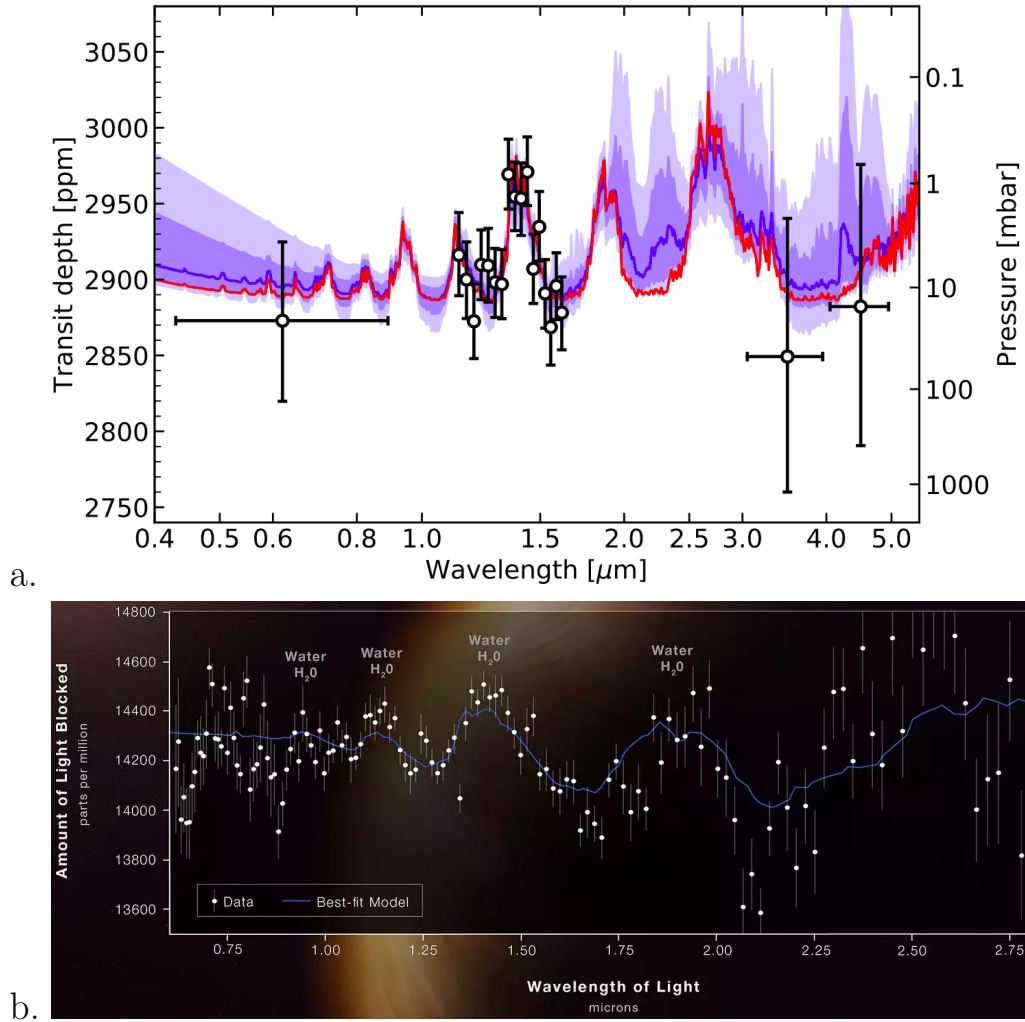
Más recientemente, a través de las primeras observaciones hechas por el JWST (*James Webb Space Telescope*)<sup>9</sup> (Gardner et al., 2006), también se ha detectado agua en el Júpiter caliente WASP-96 b (Ver Figura 1.14.b), que tiene una masa de  $0.48 M_J$  (Hellier et al., 2014) y orbita una estrella tipo solar de tipo espectral G8V.

Sin embargo, el tipo de exoplaneta que es interesante para el presente trabajo es clasificado como supertierra, y aún cuando el agua ya haya sido observado en otros exoplanetas, ninguno de ellos es un planeta de este tipo. Existen, entretanto, estudios que simulan las condiciones necesarias para que se logre observar agua en ese tipo de planetas. En Wunderlich et al. (2019), por ejemplo, investigaron la cantidad de tránsitos necesarios para detectar agua con el JWST. El estudio muestra que para un planeta tipo Tierra alrededor de enanas M tardías ubicadas a una distancia de 4 pc, solamente sería necesario un tránsito, y que ese número suba a aproximadamente 10 tránsitos si están ubicadas a 10 pc. Ellos identificaron 276 enanas M en los que el JWST podría detectar agua, incluyendo TRAPPIST-1. Sin embargo, Komacek et al. (2020) muestra que la presencia de nubes dificulta la detección de agua, aumentando entre 10 y 100 veces la cantidad de tránsitos necesarios para su caracterización con JWST.

Otros trabajos analizaron la evolución de la reserva de agua en planetas tipo terrestre expuestos a radiación XUV a través de modelos numéricos. En Yoshida et al. (2022), los resultados indican que al fin de la fase de efecto invernadero desbocado, océanos de agua todavía

---

<sup>9</sup>El JWST posee una apertura de 6.5 m de diámetro, y opera en longitudes de onda entre 0.6 y  $28.5 \mu\text{m}$  (Gardner et al., 2006). Tiene a bordo tres espectrógrafos que cubren este rango de longitud de onda: el NIRSpec (*Near InfraRed Spectrograph*) con resolución máxima de  $\Delta\lambda/\lambda \sim 2700$  y que opera entre 0.6 y  $5 \mu\text{m}$  (Bagnasco et al., 2007); el NIRISS (*Near-Infrared Imager and Slitless Spectrograph*), que opera entre 0.8 a  $5 \mu\text{m}$  y tiene una resolución máxima de  $\Delta\lambda/\lambda \sim 660$  (Doyon et al., 2012); el MIRI (*Mid-InfraRed Instrument*), instrumento que medirá el rango de longitud de onda entre 5 a  $27 \mu\text{m}$ , con resolución máxima de  $\Delta\lambda/\lambda \sim 3000$  (Wright et al., 2004). Con tales instrumentos, el telescopio puede caracterizar atmósferas de exoplanetas a través de sus espectros de transmisión, y detectar, por ejemplo, agua.



**Figura 1.14:** Espectro de transmisión del agua **a.** en el planeta K2-18b por los telescopios HST, Spitzer y K2 (Benneke et al., 2019) y **b.** en el planeta WASP-96 b, por el instrumento NIRISS del JWST (NASA, ESA, CSA, y STScI). Los puntos en ambas gráficas son los datos observados y las curvas azules y roja son los modelos que mejor ajustan los datos. En la gráfica superior, entre 0.6  $\mu\text{m}$  e 0.7  $\mu\text{m}$  están los datos en el rango del visible (Kepler/K2), en 3.6  $\mu\text{m}$  y 4.5  $\mu\text{m}$  están las observaciones en infrarrojo (Spitzer/IRAC) y alrededor de 1.4  $\mu\text{m}$  están los datos de observación del agua (HST/WFC3). Crédito: JWST/NIRISS (Pontoppidan et al., 2022).

pueden ser formados, indicando que aún en ambientes con altos índices de XUV, los planetas pueden mantener agua líquida en su superficie.

### 1.3. Escape atmosférico

El escape atmosférico se puede dar por procesos térmicos, que están relacionados con la temperatura o velocidad de los átomos y moléculas que componen la atmósfera, o por medios no térmicos, es decir, que no tienen relación con la temperatura de la atmósfera. En esta sección se explicará de forma breve como funcionan los principales mecanismos de escape en la atmósfera de un planeta.

#### 1.3.1. Mecanismos de escape térmico

Como se vio en la sección 1.2.1, la termosfera es opaca a la radiación XUV, haciendo que su temperatura dependa de la cantidad de radiación que recibe (Tian, 2015). Arriba de la termosfera, está la exobase, región que delimita la termosfera de la exosfera. A partir de ahí, el gas de la atmósfera deja de ser colisional, debido a que el camino libre medio de las partículas es del mismo orden del tamaño de la región, y la trayectoria de las partículas pasa a ser balística (Tian et al., 2013; Tian, 2015).

Dicho eso, el escape de las partículas de esta región depende fuertemente de la temperatura. Considerando que las partículas de la región siguen una distribución de velocidades de Boltzmann, las partículas tendrán una velocidad promedio que depende de la temperatura de la termosfera. Sin embargo, algunas partículas tendrán una velocidad suficiente para escapar de la atmósfera (Seager, 2010). Tal mecanismo es conocido como *escape de Jeans*, y se da cuando la partícula tiene una temperatura tal que su velocidad sea mayor que la velocidad de escape, como muestra la siguiente relación (Tian, 2015):

$$\frac{\sqrt{2k_B T_{exo}}}{m} > \frac{1}{6} \frac{\sqrt{2GM_P}}{R_P} \quad (1.1)$$

donde  $k_B$  es la constante de Boltzmann,  $T_{exo}$  es la temperatura de la exobase,  $m$  es la masa de la partícula,  $G$  es la constante gravitacional

y  $M_P$  y  $R_P$  son la masa y radio del planeta, respectivamente.

Las partículas escapan de la exobase porque algunas de ellas tienen velocidades mayores a la velocidad de escape del planeta, como resultado de la distribución térmica de sus velocidades. A este proceso se le llama escape de Jeans. Cuando el flujo incidente de radiación de la estrella en el planeta es tal que la temperatura de la atmósfera se eleva al grado de que la mayoría de las partículas tiene una velocidad igual o mayor que la velocidad para escapar de la atmósfera, decimos que el escape entró en *régimen hidrodinámico* (donde las partículas más ligeras fluyen del planeta, conduciendo a átomos más pesados al escape a través de colisiones). En este escenario, las partículas escapan en forma de un flujo por la exobase, y el escape es limitado por energía (ver ecuación 2.7 de la sección 2.1.1.1) (Seager, 2010).

### 1.3.2. Mecanismos de escape no térmicos

A diferencia de los mecanismos térmicos, los mecanismos no térmicos son procesos independientes de la temperatura de la atmósfera. Debido a eso, son capaces de permitir el escape de átomos más pesados. Algunos de ellos son:

1. El *escape fotoquímico*, que ocurre cuando la radiación ioniza un átomo o molécula, y éste se recombina con otro electrón libre o escapa de la atmósfera, cuando se da el caso de que la partícula gana velocidad suficiente en el proceso (Seager, 2010).
2. El escape vía *intercambio de cargas*, es la transferencia de energía por colisión de un ion energético a otro ion o átomo. En una atmósfera magnetizada, la partícula neutral resultado del intercambio puede escapar si adquiere suficiente energía para ello. Ese proceso ocurre con los iones del viento solar, que transfieren energía vía ese mecanismo a las partículas de la atmósfera alta de los planetas del sistema solar (Seager, 2010; Shematovich and Marov, 2018).

## 1. INTRODUCCIÓN

---

3. El *escape de iones* (o *viento polar*), que es el proceso en donde los iones se mueven a lo largo de las líneas abiertas de campo magnético de un planeta (sea en las regiones polares o siguiendo las líneas hasta la magnetocola<sup>10</sup>) y escapan (Seager, 2010; Lee et al., 2016);
4. El *secuestro de iones*, que ocurre cuando las líneas del campo magnético interplanetario del sistema, que llega hasta el planeta, 'roban' iones de la atmósfera (Seager, 2010).

El *escape de iones* (o *viento polar*), que es el proceso en donde los iones se mueven a lo largo de las líneas abiertas de campo magnético de un planeta (sea en las regiones polares o siguiendo las líneas hasta la magnetocola) y escapan (Seager, 2010; Lee et al., 2016);

### 1.3.3. Clima espacial alrededor de enanas M en las atmósferas de planetas terrestres

Como vimos anteriormente, las atmósferas pueden tener diferentes capas con distintas características, y debido a eso, la radiación de diferentes longitudes de onda puede interactuar de diferentes modos en esas atmósferas. La radiación XUV emitida por las enanas M (vía cromósfera o fulguraciones) ioniza y calienta la exosfera de las atmósferas planetarias, y como resultado, la atmósfera sale del equilibrio hidrostático, sufriendo expansión (Murray-Clay et al., 2009). Con eso, la distancia de la exobase al planeta crece, facilitando el escape, ya sea por mecanismos termales, donde la misma radiación satura la atmósfera y propicia el escape al dar energía a las partículas de la atmósfera, o por factores externos, como la interacción con el viento estelar (campo magnético y partículas) (Seager, 2010).

---

<sup>10</sup>Región de las magnetósferas planetarias, ubicada en el hemisferio nocturno del planeta, en donde la magnetósfera está más extendida con respecto al resto del sistema magnético debido al arrastre del viento de la estrella huésped del sistema.



Trabajos previos analizaron cómo la radiación XUV debido a fulguraciones en enanas M impactan en el escape atmosférico de planetas. Por ejemplo, [Atri and Mogan \(2020\)](#) muestran que para enanas M con masas entre 0.2 y 0.6  $M_{\odot}$ , se presentan fulguraciones diarias con energías entre  $10^{30}$  y  $10^{38}$  ergs que generan una pérdida atmosférica de aproximadamente  $3.3 \times 10^{-2} M_{\oplus}$  a lo largo de 5 Gyr en planetas terrestres. Otro trabajo, hecho por [France et al. \(2020\)](#), analiza la influencia de tres eventos de fulguración simulados en la estrella de Barnard sobre la atmósfera de un planeta terrestre no magnetizado. En el trabajo se logró mostrar que los eventos removían el equivalente a 90 atmósferas terrestres a lo largo de 1 Gyr.

De acuerdo con los resultados de [Luger and Barnes \(2015\)](#), la radiación XUV basal de la estrella produce del orden de cientos de bares de oxígeno en un planeta con agua en su superficie. Sin embargo, [Tilley et al. \(2019\)](#) mostraron que la radiación UV (100-350 nm) debido a fulguraciones frecuentes y eventos de protones podría reducir la capa de ozono de un planeta tipo terrestre en 94 % en un período de diez años, impidiendo que la capa vuelva a restablecerse.

Aunque la radiación UV genere impactos en la atmósfera de planetas terrestres, de acuerdo con [Tian \(2009\)](#), esto no sería suficiente para generar una pérdida atmosférica relevante en tales planetas. Por medio de simulaciones hidrodinámicas, el estudio muestra que super-tierras con masas entre 6 y 10  $M_{\oplus}$  y atmósferas primordiales de  $\text{CO}_2$  en la HZ de enanas M activas son estables a lo largo de 1 Gyr, aunque los niveles de radiación XUV sean 1000 veces más que los recibidos por la Tierra en la actualidad. Sin embargo, hay que considerar que atmósferas de  $\text{CO}_2$ , diferente de las de H/He, son más pesadas, lo que puede auxiliar en su estabilidad a largo plazo. Así mismo, [Lammer et al. \(2007\)](#) muestra que, a diferencia de las fulguraciones, las CMEs pueden generar una pérdida atmosférica de cientos de bares  $\text{CO}_2$  en planetas terrestres en la HZ de enanas M a lo largo de 1 Gyr.



### 1.4. Habitabilidad planetaria

#### 1.4.1. ¿Qué es un planeta potencialmente habitable?

De acuerdo con [Cockell et al. \(2016\)](#), el concepto de habitabilidad es amplio, ya que puede darse de más de una forma, dependiendo del tipo de organismo considerado, un ambiente puede ser considerado habitable o no. En el presente trabajo, la habitabilidad es definida como un conjunto de condiciones planetarias para que la vida se origine y se desarrolle.

Siguiendo el enfoque del trabajo, una de estas condiciones es la presencia de agua líquida en la superficie del planeta. Considerando eso, para el propósito de esta investigación, un planeta potencialmente habitable es un planeta terrestre, es decir, con un interior de silicatos y hierro, con un océano superficial de agua líquida.

La importancia del agua en la habitabilidad planetaria proviene del hecho de que es un solvente para un gran número de especies químicas, favoreciendo rutas de reacciones para la química prebiótica ([Cockell et al., 2016](#)). Sin embargo, aunque en la presente definición de planeta potencialmente habitable el agua es necesaria, esto no es suficiente ([Jones and Lineweaver, 2010](#)).

Tales planetas deben tener una atmósfera que contenga gases de efecto invernadero para mantener una temperatura apropiada en la superficie para que el agua esté líquida y un perfil de temperatura con una trampa fría que impida la pérdida de agua hacia el espacio. Otro aspecto es tener suficiente presión para mantener el agua en estado líquido en la superficie, ya que en caso contrario el agua se evapora más fácilmente de la superficie, facilitando su escape ([Lineweaver et al., 2018](#)).

### 1.4.2. Zona habitable

Con la finalidad de tener una temperatura en la superficie que permita la presencia de agua líquida en la misma, el planeta tiene que recibir una cantidad apropiada de energía de la estrella huésped. Eso conduce a la definición de HZ, que es el área alrededor de la estrella donde un planeta recibe la energía necesaria para mantener el agua líquida en su superficie (Kasting et al., 1993).

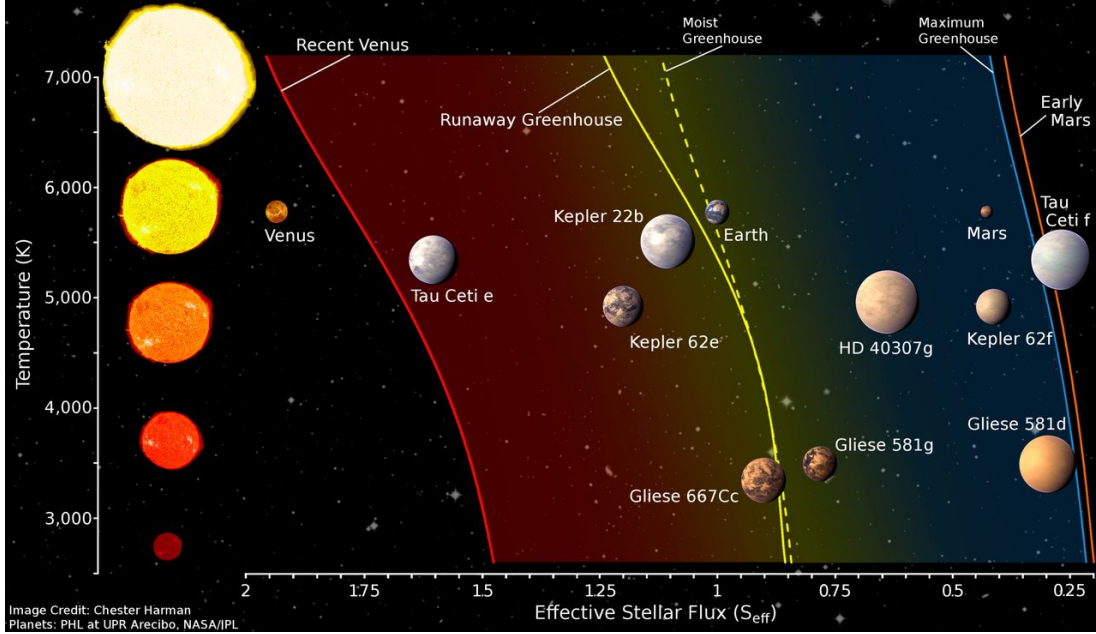
Aunque la definición de la HZ no cambie, sus límites pueden cambiar dependiendo de las suposiciones adoptadas para realizar los cálculos de los límites de la HZ. De una forma sencilla y general, la HZ tiene un borde interno (más cercano a la estrella huésped del sistema) y un borde externo. Tales límites cambian de posición de acuerdo con el criterio usado para delimitar la HZ. Kopparapu (2013) clasificó la HZ en dos tipos: la zona habitable optimista (OHZ) y la zona habitable conservadora.

Otro concepto existente es la zona habitable circumbinaria, que posee el mismo significado que las demás, pero aplicado a sistemas de más de una estrella, es decir, la HZ en este caso puede tener más de una configuración posible (Kane and Hinkel, 2012; Jaime et al., 2014; Cukier et al., 2019). La Figura 1.15, de Kasting et al. (1993), ilustra algunos de los diferentes límites de la HZ, los cuales vamos abordar en las dos secciones que siguen.

#### 1.4.2.1. Zona Habitable Optimista

De acuerdo con Kopparapu (2018), la OHZ es más amplia que la HZ conservadora, y sus límites son establecidos empíricamente considerando la época en la que Venus y Marte pudieron mantener agua líquida en sus superficies. Su borde interno se calcula a partir de la distancia en que un planeta recibe la misma cantidad de energía que Venus recibía hace 1 Gyr. Esta edad se deriva de que es posible que Venus haya tenido agua líquida hasta ese momento, de acuerdo con las observaciones de la sonda Magallanes (representado por la línea

## 1. INTRODUCCIÓN



**Figura 1.15:** Representación gráfica de algunas de los diferentes límites de la HZ con respecto a la temperatura y flujo estelar. Los exoplanetas indicados en la figura son algunos de los exoplanetas considerados potencialmente habitables en el catálogo del Laboratorio de Habitabilidad Planetaria (<https://phl.upr.edu/projects/habitable-exoplanets-catalog>). Las líneas roja, amarilla, amarilla rayada, azul y naranja representan, los diferentes límites de la HZ, dependiendo de las suposiciones adoptadas para el cálculo. La región entre la línea roja y naranja representa la OHZ. Por otro lado, la HZ conservadora es la región entre las líneas amarilla y azul. La explicación de cada límite puede ser vista en el texto. (Kasting et al., 1993).

sólida en rojo de la Figura 1.15) (Solomon et al., 1991). Siguiendo la misma idea, el borde externo es la distancia en donde un planeta recibe la misma cantidad de energía que recibía Marte cuando se tiene constancia de que tenía agua líquida en su superficie, hace 3.8 Gyr (representado por la línea sólida en naranja de la Figura 1.15) (Gough, 1981; Pollack et al., 1987; Bibring et al., 2006).

### 1.4.2.2. Zona Habitable Conservadora

Antes de entrar en las definiciones de los límites de la zona habitable conservadora, primero es necesario definir qué es el efecto invernadero desbocado. Los planetas son susceptibles a procesos térmicos alimentados, ya sea por causas internas (vulcanismo) o externas (radiación incidente de la estrella) (Catling and Kasting, 2017). Cuando tales planetas presentan atmósfera, ésta pasa por procesos de transferencia radiativa que cambian su temperatura. El efecto invernadero es el proceso físico donde el planeta absorbe la energía incidente de la estrella, vuelve a emitir en el rango del infrarrojo y parte de esta radiación va al espacio y parte es absorbida por la atmósfera, regresando al planeta y calentando la atmósfera (Ver Figura 1.16) (Catling and Kasting, 2017).

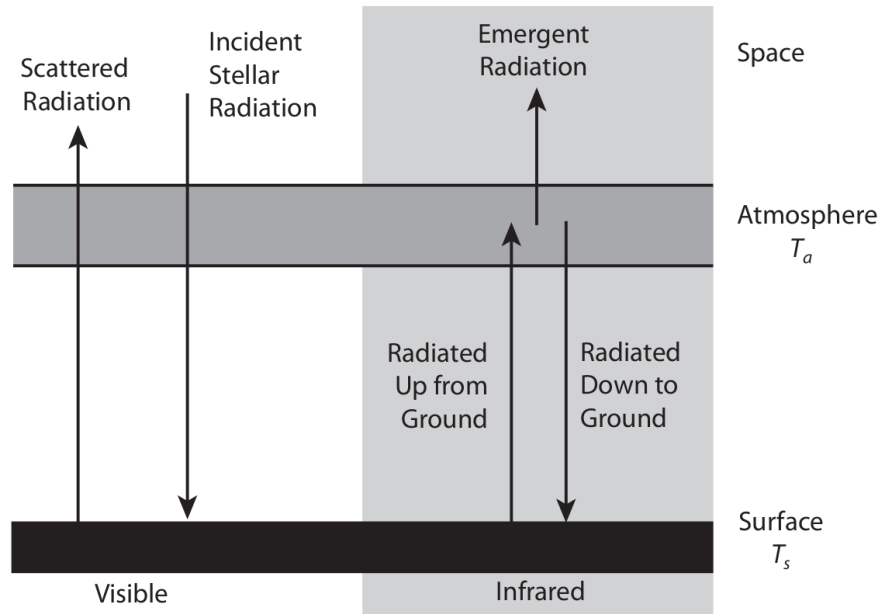
Considerando eso, el efecto invernadero desbocado ocurre cuando la temperatura de la atmósfera del planeta es suficientemente alta para que aumente la cantidad de agua en la atmósfera (debido a evaporación) al punto en que la opacidad óptica de la misma es tal que impide que la radiación infrarroja sea perdida hacia el espacio, generando un sistema de retroalimentación positiva. En este escenario, la temperatura de la atmósfera del planeta es tal que se pierde la trampa fría (Figura 1.17) y toda agua de la superficie se va a la atmósfera, donde es fotolizada y eventualmente escapa del planeta vía escape del hidrógeno (Catling and Kasting, 2017).

La HZ conservadora, como el nombre indica, es menos ancha y está más alejada de la estrella huésped que la zona optimista. El límite interno se define como el límite crítico donde toda el agua de la superficie se ha evaporado sin que pueda volverse a precipitar (representado por la línea amarilla sólida en la Figura 1.15). En ese caso el planeta pierde su trampa fría y entra en el llamado efecto invernadero desbocado. Otra definición para este borde es que la estratosfera presente una razón de mezcla para el agua mayor que  $10^3$ , donde el agua a tal altitud sería fotolizada y facilitaría su pérdida del planeta vía escape de hidrógeno (Kopparapu, 2018).

Se espera que las atmósferas de planetas con interiores de silica-

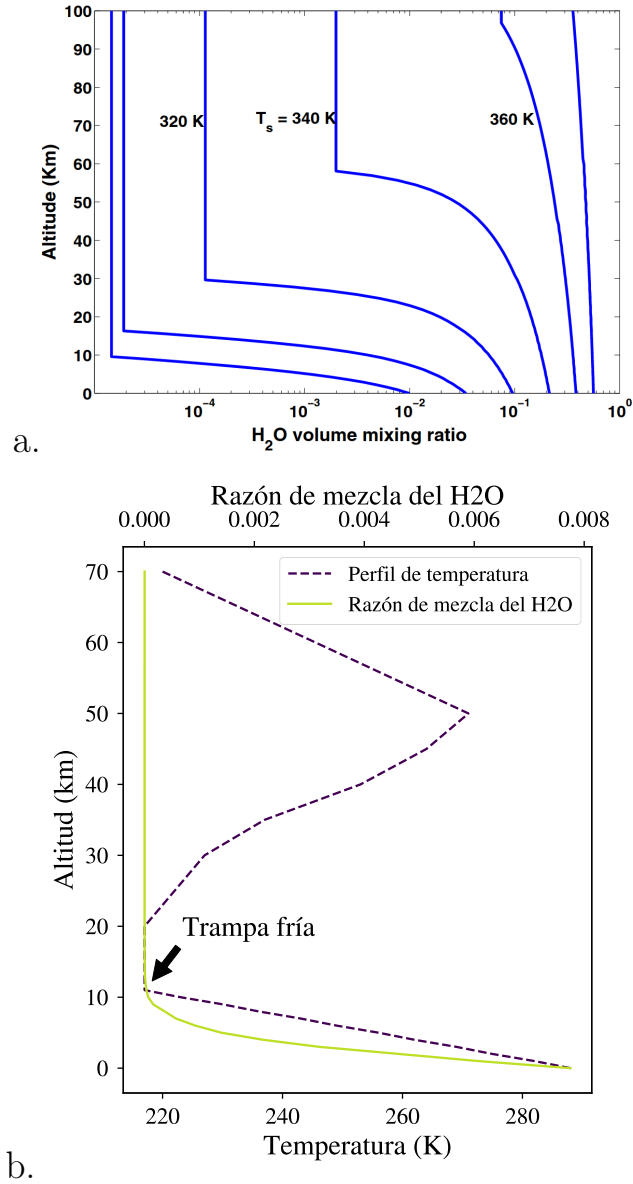
## 1. INTRODUCCIÓN

---



**Figura 1.16:** Representación esquemática del efecto invernadero en un planeta tipo terrestre. La radiación estelar en el rango del visible llega al planeta, pasa a través de la atmósfera y llega a la superficie del planeta (segunda flecha de la izquierda hacia la derecha). Parte de la radiación es reflejada en el visible por la superficie (primera flecha de la izquierda hacia la derecha) y parte es absorbida por el planeta y reemitida en el infrarrojo hacia afuera del planeta (tercera flecha de la izquierda hacia la derecha). Cuando esta radiación reemitida pasa por la atmósfera, es absorbida por la atmósfera y reemitida, parte al espacio (cuarta flecha de la izquierda hacia la derecha) y parte otra vez a la superficie del planeta (quinta flecha de la izquierda hacia la derecha). Crédito: [Marshall and Plumb \(2008\)](#).

tos, estén dominadas por  $\text{CO}_2$ , el cual funciona como gas de efecto invernadero, de manera que si un planeta está más lejos de la estrella, bastaría agregarle más de este gas para que el efecto invernadero mantenga la temperatura necesaria para que el agua esté líquida en la superficie. Sin embargo, el efecto invernadero del dióxido de carbono está limitado por la dispersión Rayleigh que reemite la radiación hacia el espacio en vez de mantenerla en el planeta. De esa forma, el borde externo está a una distancia donde el calentamiento por el  $\text{CO}_2$  es maximizado y la energía que llega de la estrella en el planeta es la



**Figura 1.17:** **a.** Razón de mezcla del agua para un planeta con diferentes temperaturas en la superficie. En la Figura los puntos de inflexión son la tropopausa, donde está la trampa fría del planeta (Kopparapu et al., 2013). **b.** Perfil de temperatura (línea oscura/morada punteada) y razón de mezcla del agua (línea clara/verde continua) para la Tierra. Análogamente al panel a, el primer punto de inflexión de bajo hacia arriba, como indica la figura, es la trampa fría de la Tierra.

## 1. INTRODUCCIÓN

---

mínima necesaria para mantener una temperatura superficial mayor a la temperatura de congelación del agua (Kasting et al., 2014; Kopparapu, 2018). Este límite de la HZ está representado por una línea azul en la Figura 1.15.

### 1.4.2.3. Dependencia de la zona habitable con respecto a la masa planetaria

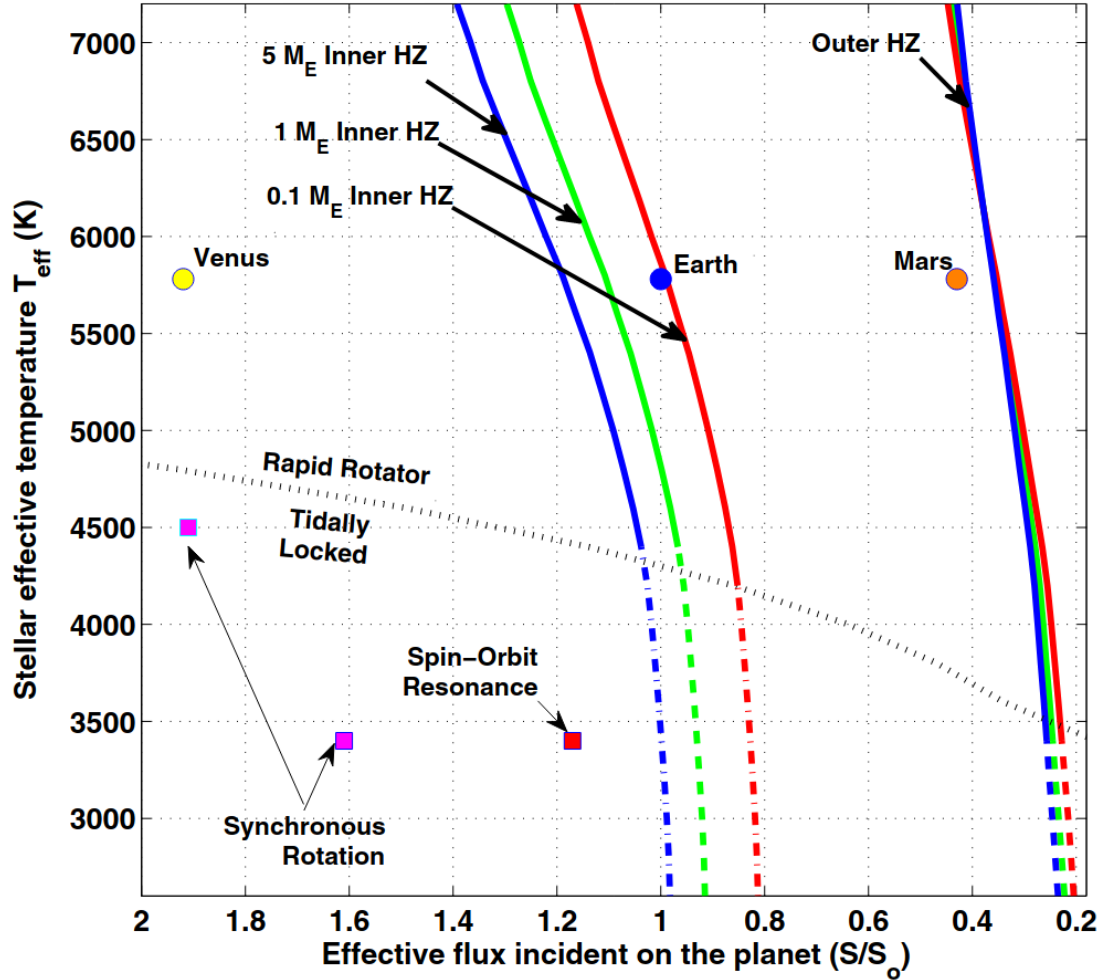
Por otro lado, la HZ conservadora tiene límites que, de acuerdo con Kopparapu et al. (2014), dependen de la masa planetaria. En tal estudio, fueron considerados planetas entre 0.1 and 5  $M_{\oplus}$ . Las atmósferas simuladas eran dominadas por agua en el cálculo del borde interno y por  $\text{CO}_2$  para el cálculo del borde externo de la HZ, y la razón de mezcla de  $\text{N}_2$  fue nivelada de acuerdo con el radio de la atmósfera del planeta.

El trabajo mostró que planetas con menor masa tienen una HZ más estrecha, y el borde interno ubicado más lejos de la estrella, comparados con planetas más masivos. Eso pasa debido a que planetas menos masivos tienen una atmósfera menos densa, facilitando la evaporación y por lo tanto, aumentando la cantidad de vapor de agua en la atmósfera. Eso hace que alcancen la fase de efecto invernadero desbocado más rápidamente que planetas más masivos, y como resultado se calienten más rápido.

La Figura 1.18 muestra como los límites externo y principalmente interno de la HZ conservadora cambian con la masa planetaria.

### 1.4.3. Habitabilidad alrededor de enanas M

La habitabilidad de planetas alrededor de enanas M puede verse afectada por las características particulares de sus estrellas huéspedes. El tiempo que estas estrellas permanecen activas, por ejemplo, puede ir de 0.5 Gyr para enanas M tempranas y 8 Gyr para tardías (West et al., 2008). Mientras que estrellas más masivas tienen periodos de estancia en la pre secuencia principal (PMS) de unos millones de años,



**Figura 1.18:** Límites de la HZ para diferentes masas planetarias. El borde interno para  $1 M_{\oplus}$  (curva verde) fue escalado usando el borde interno de la HZ para el Sol de [Leconte et al. \(2013\)](#), usando la definición del borde de la OHZ de [Kopparapu et al. \(2014\)](#). El borde externo mostrado en la figura representa el límite externo de la HZ conservadora. El radio de influencia de las fuerzas de marea (línea punteada en negro), separa los planetas que rotan rápidamente de los que están frenados por fuerzas de marea. Crédito: [Kopparapu et al. \(2014\)](#).

las enanas M pueden durar en esta etapa hasta 1 Gyr ([Laughlin et al., 1997](#); [Baraffe et al., 1998](#); [Dotter et al., 2008](#)). Este podría ser un tiempo suficiente para que la vida surgiera y evolucionara en un planeta potencialmente habitable orbitando a su alrededor (considerando un

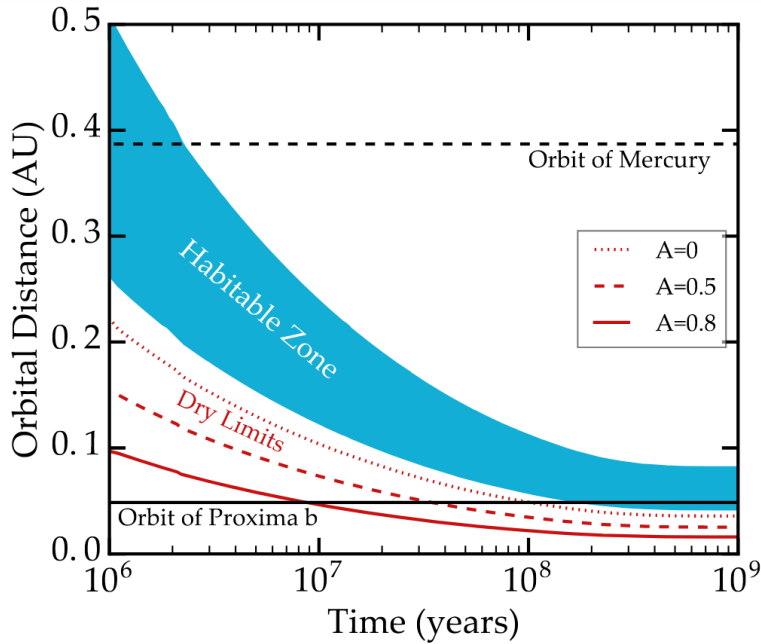


## 1. INTRODUCCIÓN

---

paralelo con la Tierra).

Durante este período, estas estrellas siguen la traza de Hayashi a lo largo de aproximadamente 1 Gyr, con luminosidades de hasta  $100 L_{\odot}$  al inicio de la evolución estelar, disminuyendo a  $0.1 L_{\odot}$ , al entrar a la secuencia principal (MS) (Hayashi, 1966). Tal cambio en la luminosidad de la estrella hace que la HZ se mueva de posición, acercándose más a la estrella conforme pasa el tiempo, como muestra la Figura 1.19 para el caso de la estrella Proxima Centauri (Luger and Barnes, 2015). Una vez en la MS, la HZ se mueve lentamente, alejándose de la estrella, mientras que la luminosidad de la estrella aumenta gradualmente durante su estancia en la secuencia principal, quedando ubicada a  $\leq 0.25$  ua para estrellas del tipo enana M (Kopparapu et al., 2013).



**Figura 1.19:** Evolución de la posición de la HZ (región azul celeste) de la estrella Proxima Centauri. Las curvas en rojo son las posiciones de los límites internos de la HZ para tres valores de albedo diferentes (Barnes et al., 2016).

Otro factor importante es que los flujos de XUV en la HZ son mayores en el caso de las enanas M comparados con estrellas de mayor masa que ellas. Esa diferencia es mayor, independientemente de la edad de las estrellas, y se debe no sólo a la radiación que resulta de la

actividad magnética estelar, sino también a la cercanía de la HZ con la estrella huésped del sistema (Johnstone et al., 2021).

Las enanas M también presentan una variación de luminosidad en el XUV debido a los eventos de fulguraciones. Esta radiación ioniza y calienta la exosfera (capa más externa de la atmósfera de un planeta) de las atmósferas planetarias, y como resultado, la atmósfera se expande, facilitando que sea desligada de la influencia gravitacional del planeta, ya sea por escape térmico, donde la misma radiación satura la atmósfera y propicia el escape al dar energía a las partículas atmosféricas, o por factores externos, como la interacción con el viento estelar (campo magnético y partículas) (Lammer et al., 2003; Grießmeier et al., 2004; Seager, 2010).

Estos aspectos han generado un amplio debate acerca del potencial de habitabilidad de los planetas en la HZ de las enanas M y la elección de objetivos relevantes para la caracterización de planetas potencialmente habitables con misiones presentes y futuras (e.g. LUVOIR<sup>11</sup>, Shields et al. (2016); Gillon et al. (2020)).

## 1.5. Objetivos y justificación

Uno de los principales motivos del interés en la investigación de la habitabilidad planetaria alrededor de enanas M, es que las estrellas de este tipo poseen la mayoría de los planetas considerados potencialmente habitables orbitando a su alrededor. Hasta la fecha, 41 de los 59 planetas así considerados potencialmente habitables están alrededor de estas estrellas, según el catálogo del Laboratorio de Habitabilidad Planetaria (PHL, del inglés *Exoplanet Orbital Catalog*)<sup>12</sup>.

---

<sup>11</sup><https://asd.gsfc.nasa.gov/luvoir/science/>

<sup>12</sup><https://phl.upr.edu/projects/habitable-exoplanets-catalog>. El catálogo usa el llamado Índice de Similitud con la Tierra (ESI, del inglés *Earth Similarity Index* (Schulze-Makuch et al., 2011)) para clasificar los planetas de acuerdo con su similitud con la Tierra y entonces definir entre los planetas conocidos cuáles pueden ser considerados potencialmente habitables.

## 1. INTRODUCCIÓN

---

Las estrellas de este tipo que están en el vecindario solar tienen una edad mayor a 5 Gyr, lo que proporciona tiempo suficiente para el desarrollo de vida compleja en los planetas que las orbitan (Tarter et al., 2007). Otros factores incluyen lo ya comentado en las secciones 1.1, 1.4.3 y 1.3.3, como la frecuencia de planetas terrestres alrededor de enanas M (Garrett et al., 2018; Tuomi et al., 2019) y su abundancia numérica en la Vía Láctea (Chabrier, 2003; Bochanski et al., 2010).

Considerando todos los temas abordados en las secciones 1.4 y 1.2, queda claro que las fulguraciones tienen un impacto en la habitabilidad planetaria, en especial de las enanas M. Sin embargo, aún cuando existen trabajos previos que calculan la pérdida atmosférica en planetas terrestres debido a radiación XUV (Luger and Barnes, 2015; Luger et al., 2015; Atri and Mogan, 2020) o que analizan la influencia de eventos transitorios (sean fulguraciones o CMEs) en la atmósfera de este tipo de planetas (Lammer et al., 2007; Tilley et al., 2019; Yamashiki et al., 2019; Estrela et al., 2020; France et al., 2020), ninguno de estos trabajos han considerado el escape atmosférico de planetas terrestres alrededor de enanas M, considerando la variabilidad de la tasa de fulguraciones con el tiempo, incluyendo, además la evolución de la luminosidad bolométrica durante la secuencia principal.

Sabiendo eso, el presente trabajo tiene como objetivo principal calcular la pérdida atmosférica en planetas terrestres alrededor de estrellas del tipo enana M debido al impacto de fulguraciones en sus atmósferas, durante la fase de presecuencia principal, usando el modelo de distribución de frecuencia de fulguraciones (FFD) dependiente del tiempo propuesto por Davenport et al. (2019).

Para lograr tal objetivo, se creó un módulo dentro del código VPLanet (Barnes et al., 2020) (ver sección 2.1), enfocado en habitabilidad planetaria, especialmente para agregar la radiación XUV de fulguraciones a los sistemas planetarios simulados.

# Metodología

---

Para cumplir con el objetivo de este trabajo de tesis debemos calcular la pérdida de agua y de atmósfera por radiación XUV en un planeta potencialmente habitable alrededor de una estrella enana M durante la presecuencia principal. Para ello se necesita un modelo que considere los cambios en la luminosidad bolométrica de la estrella durante la presecuencia principal, así como la radiación XUV emitida por la actividad cromosférica, incluyendo las fulguraciones.

Para hacerlo se desarrolló un módulo dentro del código **VPLanet** (Barnes et al., 2020) que agrega emisión XUV de las fulguraciones a la estrella.

## 2.1. VPLANET

Para hacer las simulaciones, fue utilizado el código **VPLanet**<sup>1</sup> (Barnes et al., 2020), que combina modelos semianalíticos para estimar la evolución temporal de parámetros asociados con la evolución planetaria y la habitabilidad. El código está escrito en lenguaje C, y simula cómo las propiedades del sistema planetario (como las características estelares y los parámetros orbitales) afectan el contenido

---

<sup>1</sup>El código es de libre acceso y está disponible en <https://github.com/VirtualPlanetaryLaboratory/vplanet>.

## 2. METODOLOGÍA

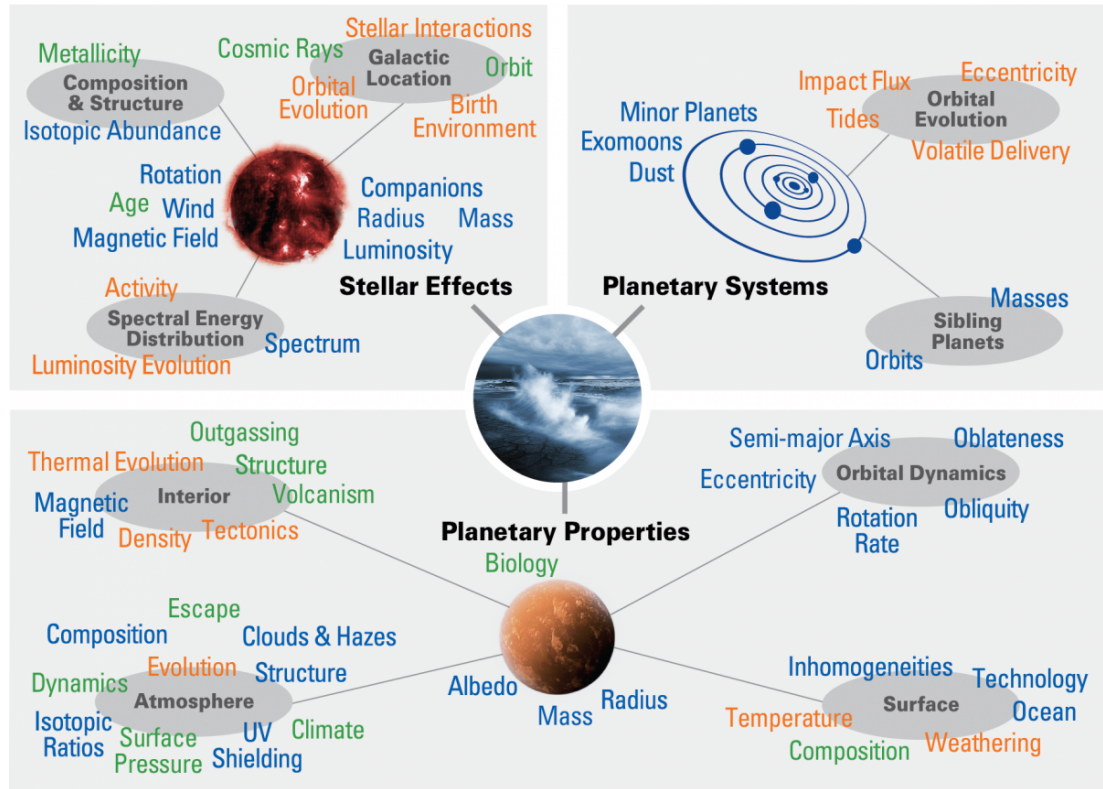
---

de agua líquida en la superficie planetaria. Actualmente, cuenta con 13 módulos que calculan la contribución de las diferentes propiedades del sistema planetario. La Figura 2.1 muestra ejemplos de las propiedades relacionadas con la habitabilidad exoplanetaria que son consideradas en el código `VPLanet`. Dentro de lo presentado en la Figura 2.1, el código `VPLanet` contempla evolución y actividad estelar (módulos `STELLAR`, 2.1.2 (Barnes et al., 2020) y `FLARE`, 2.1.3 (Amaral et al., 2022)), interiores (módulos `MagmOc` (Barth et al., 2021), `RadHeat` y `ThermInt` (Barnes et al., 2020)) y atmósferas planetarias (módulo `AtmEsc`, 2.1.1 (Barnes et al., 2020)), clima global (módulo `POISE` (Barnes et al., 2020)), dinámica orbital (módulo `BINARY`, `SpinBody`, `DistOrb`, `DistRot` y `GalHabit` (Barnes et al., 2020)) y efectos de fuerzas de marea (módulo `EqTide` (Barnes et al., 2020)).

En el presente trabajo, usamos tres módulos: `STELLAR` y `AtmEsc`, que simulan la evolución estelar y el escape atmosférico, respectivamente, así como un nuevo módulo desarrollado para esta investigación, llamado `FLARE` (Amaral et al., 2022), para simular las fulguraciones estelares. A continuación serán presentados cada uno de estos módulos.

### 2.1.1. Escape atmosférico: `ATMESC`

La parte responsable de calcular la evolución temporal de parámetros conectados directamente con el escape atmosférico dentro de las simulaciones se llama `ATMESC`. El modelo físico dentro del módulo permite al usuario añadir como parámetros de entrada una atmósfera primordial de hidrógeno y agua a la superficie del planeta, elegir el tipo de mecanismo de escape del hidrógeno y el modelo de evolución del radio planetario considerando la atmósfera. Como resultado, el módulo `AtmEsc` proporciona la evolución temporal del radio planetario, masa de hidrógeno en la atmósfera, cantidad de agua superficial, presión de oxígeno en la alta atmósfera, flujo XUV incidente en la alta atmósfera, entre otros parámetros físicos que no se usaron en este trabajo. Actualmente el código `VPLanet` (Barnes et al., 2020) uni-



**Figura 2.1:** Factores que afectan la habitabilidad planetaria. Los elementos en gris son las propiedades planetarias relevantes que deben ser determinadas o inferidas. Los factores en azul se pueden observar con telescopios potentes, los verdes requieren un modelado limitado por los datos observados y las propiedades o procesos en naranja son accesibles principalmente a través de los modelos teóricos. Crédito: [Meadows and Barnes \(2018\)](#).

camente permite agregar una atmósfera de hidrógeno, con agua en la superficie del planeta, sin la opción de una composición química atmosférica diferente de ésta.

#### 2.1.1.1. Pérdida del hidrógeno

Dentro del módulo, existen tres diferentes regímenes de escape para el hidrógeno, que en este trabajo, cambian automáticamente durante la simulación, y consideran las diferentes interacciones que pueden

## 2. METODOLOGÍA

---

ocurrir entre el planeta y la estrella. La atmósfera entra primero en el régimen de escape cuando el planeta está suficientemente cerca de la estrella para que la gravedad estelar jale su atmósfera. En este caso, la atmósfera pasa el límite de Roche, escapando así del planeta a una velocidad igual a la del sonido en el medio. La atmósfera escapa con una tasa que sigue el modelo de [Owen and Wu \(2016, Eq. 4\)](#):

$$\dot{M}_{Roche} \approx 1 \times 10^{-2} M_{\oplus} \text{ yr}^{-1} \left( \frac{M_p}{10 M_{\oplus}} \right) \left( \frac{c_s}{20 \text{ km s}^{-1}} \right)^{-1} \left( \frac{\kappa}{0.1 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}} \right)^{-1} \quad (2.1)$$

donde  $M_p$  es la masa del planeta,  $\kappa$  es la opacidad del medio y  $c_s$  es la velocidad del sonido en el medio.

Reorganizando la ecuación en términos del sistema internacional de unidades e incorporando la definición de la velocidad del sonido a la ecuación 2.1, la tasa del escape de la atmósfera cuando ésta pasa el límite de Roche es, por lo tanto,

$$\dot{M}_{Roche} \approx 1.9 \times 10^{15} \left( \frac{M_p}{10 M_{\oplus}} \right) \left( \frac{T_{eff}}{5800 \text{ K}} \right)^{1/2} \left( \frac{a}{0.1 \text{ AU}} \right)^{1/4} \left( \frac{R_*}{R_{\odot}} \right)^{1/4} \text{ kg s}^{-1}, \quad (2.2)$$

donde  $a$  es la distancia entre el planeta y la estrella.

El segundo régimen, llamado recombinación por radiación, ocurre cuando el radio de la atmósfera planetaria es menor que el límite de Roche y el flujo incidente de radiación en el planeta alcanza el valor crítico suficiente para ionizar el hidrógeno ([Luger et al., 2015, Eq. 49](#)

- 51 en las unidades del sistema internacional):

$$F_{crit} = \left(\frac{B}{A}\right)^2, \quad (2.3)$$

donde

$$A = \frac{\pi \epsilon_{XUV} R_{XUV}^3}{GM_p K_{tide}} \quad (2.4)$$

y

$$B = 2,248 \times 10^6 \left(\frac{R_p}{R_\oplus}\right)^{3/2} \text{kg}^{1/2} \text{s}^{1/2}. \quad (2.5)$$

donde  $\epsilon_{XUV}$  es la eficiencia de absorción del XUV por el hidrógeno (Watson et al., 1981),  $R_{XUV}$  es el radio donde el XUV es absorbido (en el presente trabajo se asume que este radio es igual al radio de la atmósfera  $R_p$ ),  $M_p$  es la masa planetaria y  $K_{tide}$  es el término que representa la influencia de las fuerzas de marea en la atmósfera. Aquí la ecuación 2.5 está dada en el sistema internacional de unidades. En ese régimen, la atmósfera escapa a una tasa que sigue el modelo de Luger et al. (2015, Eq. 13) (que es el mismo modelo de Murray-Clay et al. (2009, Eq. 20), pero reescalado en propiedades planetarias y en el sistema de unidades internacional):

$$\dot{M}_{RR} = 2248 \times 10^6 \left(\frac{F_{EUV}}{\text{W m}^{-2}}\right)^{1/2} \left(\frac{R_p}{R_\oplus}\right)^{3/2} \text{kg s}^{-1}, \quad (2.6)$$

donde  $F_{EUV}$  es el flujo incidente de extremo ultravioleta (EUV) en el planeta.

Considerando que existen pocos datos observacionales (e.g. France et al., 2019), determinar el flujo en ese rango de longitud de onda tiene limitaciones debido a que depende de modelos de evolución estelar (Fontenla et al., 2016; Peacock et al., 2020) o de que se usen observaciones en rayos X o en ultravioleta lejano (FUV) para reconstrucción de datos en EUV (Sanz-Forcada, J. et al., 2011; Linsky et al., 2013). Debido a tales cuestiones, se optó por considerar que el flujo en el



## 2. METODOLOGÍA

---

EUV es igual al del XUV. Esto implica que el flujo en EUV es sobreestimado. Considerando que la idea del presente trabajo es calcular escape atmosférico, suponer que el flujo de EUV sea igual al que XUV hace que cuando la atmósfera entre en tal régimen se calcule el peor escenario de pérdida atmosférica.

Finalmente, si la atmósfera no entra en uno de los dos regímenes citados, la pérdida de la atmósfera queda limitada por energía, y sigue el modelo de [Luger et al. \(2015, Eq. 5\)](#):

$$\dot{M}_{EL} = \frac{\epsilon_{XUV} \pi F_{XUV} R_p R_{XUV}^2}{GM_p K_{\text{tide}}}, \quad (2.7)$$

donde  $F_{XUV}$  es el flujo incidente de XUV en la atmósfera. El término  $K_{\text{tide}}$ , de fuerzas de marea, es un parámetro que puede ser expandido en términos del radio de Roche y el radio de influencia del XUV, considerando  $M_p \ll M_*$ , como muestra ([Erkaev et al., 2007](#)):

$$K_{\text{tide}} \approx 1 - \frac{3}{2\chi} + \frac{1}{2\chi^3}. \quad (2.8)$$

donde

$$\chi = \frac{R_{\text{Roche}}}{R_{XUV}}, \quad (2.9)$$

y

$$R_{\text{Roche}} = \left( \frac{M_p}{3M_*} \right)^{1/3} a, \quad (2.10)$$

Para planetas tipo Tierra en la HZ de enanas M,  $K_{\text{tide}}$  tiene un valor típico entre 0.9 y 0.99, que influye poco en el resultado (see also [Luger et al., 2015](#)), pero que aumenta la precisión del modelo.

El modelo de radio planetario (considerando la atmósfera) usado en el módulo **AtmEsc** interpola los datos de [Lopez et al. \(2012\)](#), que modelan las atmósferas de planetas tipo minineptunos y supertierras con diferentes masas y expuestos a diferentes flujos estelares. Sin embargo, debido a que el agua superficial es una pequeña parte del radio del planeta (en las simulaciones, estos valores son siempre menores que 0.2 % la masa planetaria), el módulo **AtmEsc**, no considera el agua en

la masa planetaria ni en la evolución de radio.

Por otro lado, la atmósfera podría ser una parte sustancial del radio del planeta. Por lo tanto, su masa en las simulaciones es considerada como un porcentaje de la masa planetaria, y su radio varía siguiendo el modelo [Lopez et al. \(2012\)](#). Finalmente, cuando el planeta pierde toda su atmósfera, la evolución del radio cambia del modelo de [Lopez et al. \(2012\)](#) a la relación masa-radio de [Sotin et al. \(2007\)](#), que considera como planeta terrestre un planeta con una masa entre 1 y 10  $M_{\oplus}$ , donde el 5 % de esta masa es agua.

#### 2.1.1.2. Pérdida de agua y oxígeno

En el modelo de escape atmosférico usado en el presente trabajo, se considera que el hidrógeno escapa mucho más rápido que especies más pesadas, como el agua, y por eso la atmósfera primordial está modelada de modo que escape antes del agua. Después que toda la atmósfera primordial de H escapa del planeta, la radiación XUV puede por fin interactuar con el agua de su superficie.

En un escenario real, una vez que ya no hay presión atmosférica suficiente para mantener el agua líquida en la superficie, el agua se evapora, subiendo a la atmósfera y cuando llega a la estratosfera, empieza a interactuar con la radiación UV. Las partículas de agua son entonces fotolizadas y el hidrógeno, por ser más ligero, sube a las capas más altas de la atmósfera vía difusión donde puede escapar ([Luger and Barnes, 2015](#)). El oxígeno, a su vez, también escapa vía el mismo proceso, aunque con menos eficiencia debido a su peso atómico. Cuando el hidrógeno alcanza el régimen hidrodinámico (conocido como viento Parker ([Parker, 1964](#); [Watson et al., 1981](#))), carga también consigo el oxígeno.

A diferencia de la atmósfera primordial, el escape de agua es limitado únicamente por energía, es decir, la pérdida del agua solo depende del flujo de radiación XUV que llega al planeta, como se describe en [Bolmont et al. \(2017\)](#). Cuando el flujo de XUV incidente alcanza un valor crítico, dado por

## 2. METODOLOGÍA

---

$$F_{crit} = 180 \times \left(\frac{M_p}{M_{\oplus}}\right)^2 \left(\frac{R_p}{R_{\oplus}}\right)^{-3} \left(\frac{\epsilon_{XUV}}{03}\right)^{-1} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}, \quad (2.11)$$

el oxígeno empieza a escapar de la atmósfera (Luger and Barnes, 2015). El flujo total de escape del hidrógeno está dado por

$$F_H = \begin{cases} F_{EL} & F_{EL} < F_{diff} \\ F_{EL} \left(1 + \frac{X_O}{1-X_O} \frac{m_O}{m_H} \frac{m_c - m_O}{m_c - m_H}\right)^{-1} & F_{EL} \geq F_{diff} \end{cases} \quad (2.12)$$

dónde  $m_H$  es la masa del hidrógeno,  $F_{EL}$  es el flujo del hidrógeno limitado por energía, y es dado por

$$F_{EL} = \frac{\epsilon_{XUV} F_{XUV} R_P}{4GM_P K_{tide} m_H}, \quad (2.13)$$

y  $F_{diff}$  es el flujo de los átomos de oxígeno limitado por difusión a través del fondo de hidrógeno (Luger and Barnes, 2015), dado por

$$F_{diff} = \frac{(m_O - m_H)(1 - X_O)}{k_b T_{flujo}} b_{diff} g m_H \quad (2.14)$$

dónde  $k_b$  es la constante de Boltzmann. La así definida masa cruzada  $m_c$ , que es la masa de la mayor partícula que puede ser arrastrada por el flujo, es dada por

$$m_c = \frac{1 + \frac{m_O^2}{m_H^2} \frac{X_O}{1-X_O}}{1 + \frac{m_O}{m_H} \frac{X_O}{1-X_O}} m_H + \frac{k_b T_{flujo}}{\left(1 + X_O \left(\frac{m_O}{m_H} - 1\right)\right) b_{diff} g} \quad (2.15)$$

dónde  $m_O$  es la masa atómica del oxígeno,  $T_{flujo}$  es la temperatura del

flujo hidrodinámico y  $b_{diff}$  es el coeficiente binario de difusión para el oxígeno e hidrógeno,  $g$  es la aceleración de la gravedad del planeta y  $X_O$  es la razón de mezcla del oxígeno en la base del flujo (Luger and Barnes, 2015; Barnes et al., 2020).

Dentro del módulo **AtmEsc**, se pueden activar o detener todos los procesos de escape una vez que el planeta entra en la HZ de la estrella, ya sean de la atmósfera o del agua (Luger and Barnes, 2015; Barnes et al., 2020). La situación en que todos los procesos de escape están presentes representa un efecto invernadero desbocado, mientras que detener el escape es forzar el sistema a mantener el agua en la superficie con la finalidad de evitar una pérdida catastrófica de agua (Wordsworth and Pierrehumbert, 2013). Cabe resaltar que la HZ considerada en el presente trabajo es la HZ optimista.

La Figura 2.2 ilustra el proceso físico de pérdida atmosférica en los planetas durante las simulaciones. El primer panel, 2.2.a, muestra el sistema justo después del inicio de la simulación, donde la radiación XUV interactúa con la atmósfera superior del planeta. El modelo considera que el radio de interacción XUV es el mismo radio del planeta, incluyendo la atmósfera. Esto significa que la radiación XUV no penetra en la atmósfera, sino que sigue el límite del radio del planeta.

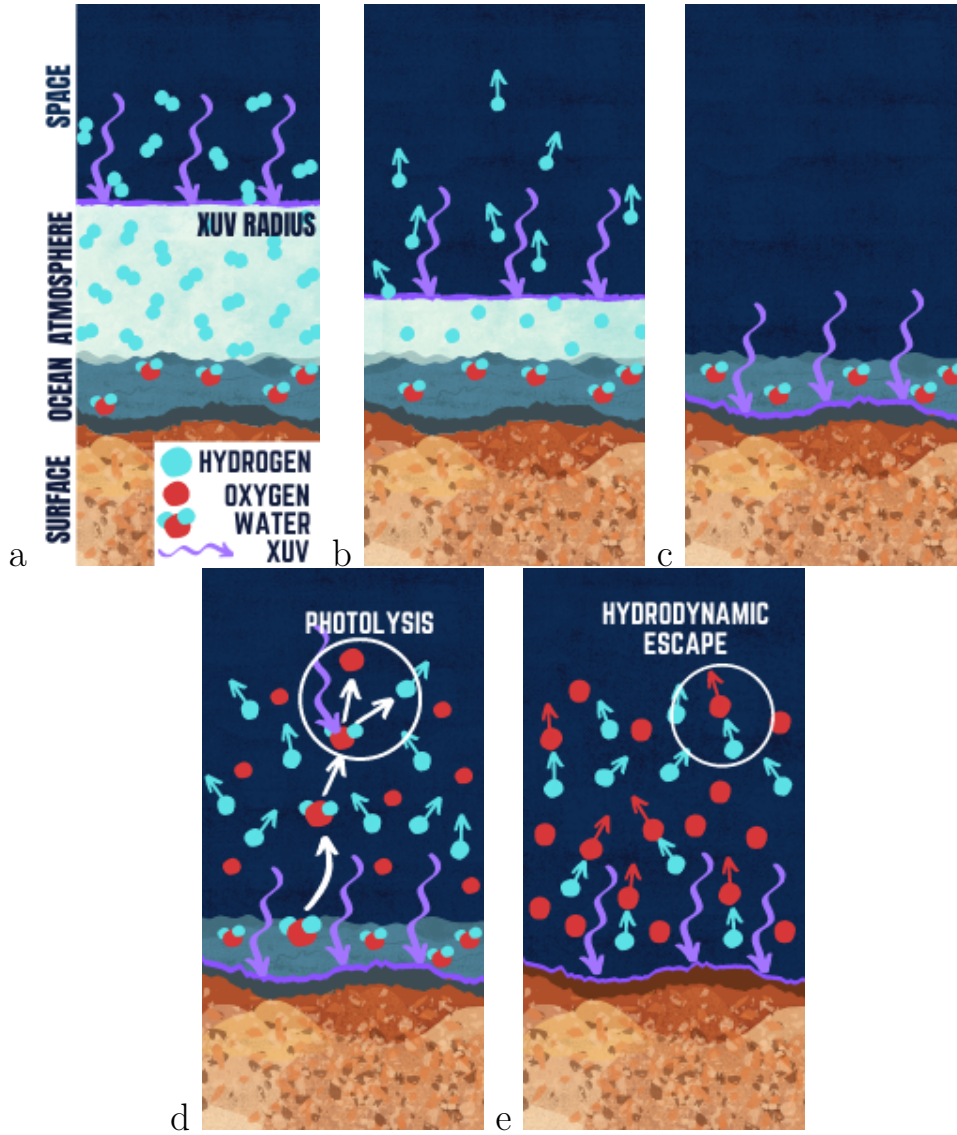
Esta energía XUV al interactuar con las partículas en la atmósfera aumenta su temperatura y promueve su expansión. Debido a esto, la exobase se aleja del planeta, facilitando el escape. Por lo tanto, a medida que el radio del planeta disminuye, el XUV se aproxima a la superficie del planeta, como se ve en la Figura 2.2.b.

Después de que toda la atmósfera primordial escapa (Figura 2.2.c), la atmósfera no tiene suficiente presión para mantener el agua superficial en estado líquido. De esta manera, el agua comienza a evaporarse a la atmósfera, interactúa con el XUV y se fotoliza, produciendo hidrógeno y oxígeno (Figura 2.2.d). Finalmente, si el hidrógeno alcanza el régimen hidrodinámico, empieza a llevarse al oxígeno, promoviendo su escape (Figura 2.2.e).

El módulo simula la trampa fría en la atmósfera a través del escenario de invernadero desbocado. Si el sistema está en este estado, toda el agua va a la atmósfera, y si no, la evaporación se detiene.

## 2. METODOLOGÍA

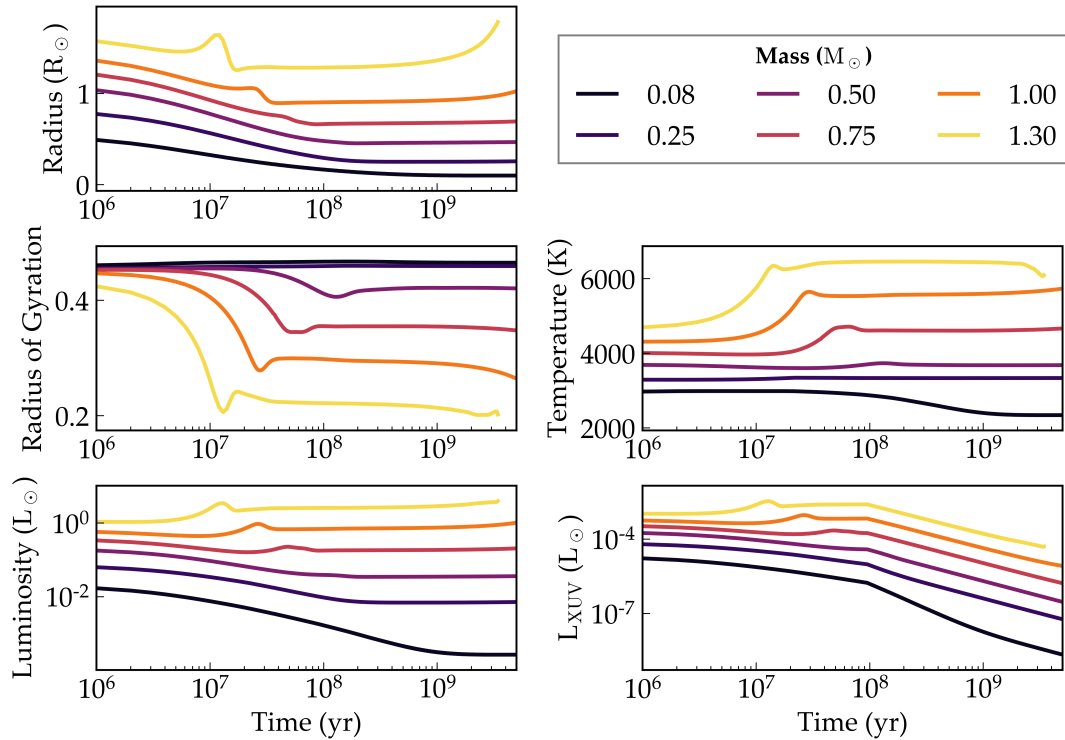
---



**Figura 2.2:** Esquema del escape atmosférico en el modelo usado en las simulaciones. El azul más oscuro representa el espacio y los fondos azules más claros, de arriba a abajo, representan la envoltura de hidrógeno y el océano. La región café (en la parte inferior de la figura) representa la superficie planetaria. Los puntos azul claro son los átomos de hidrógeno y los puntos rojos son los átomos de oxígeno. Las flechas moradas son la radiación XUV incidente en el planeta. La curva morada horizontal representa el radio XUV. Crédito: [Amaral et al. \(2022\)](#).

### 2.1.2. Evolución Estelar: STELLAR

El módulo STELLAR (Barnes et al., 2020) es responsable del cálculo de la evolución temporal de los parámetros de la estrella del sistema, como la luminosidad bolométrica, luminosidad XUV basal, radio, tasa de rotación y temperatura efectiva. Los parámetros mínimos de entrada para su funcionamiento son la masa estelar, edad de la estrella, temperatura efectiva de la estrella y luminosidad bolométrica. En caso de que sea elegido uno de los modelos de evolución de estelar, solamente la masa y la edad son necesarios. En el presente trabajo fue usado el modelo de evolución estelar de Baraffe et al. (2015), que hace una interpolación del modelo propuesto por Baraffe et al. (2015) para estrellas con masas entre  $0.08$  y  $1.3 M_{\odot}$  (Figura 2.3).



**Figura 2.3:** Evolución temporal de diferentes parámetros estelares para estrellas con masas entre  $0.08$  y  $1.3 M_{\odot}$ , usando el módulo STELLAR y asumiendo el modelo de evolución de Baraffe et al. (2015) (Barnes et al., 2020).

## 2. METODOLOGÍA

---

Sin embargo, tal modelo no incluye la evolución de la luminosidad XUV basal de la estrella, que para las enanas M está pobremente restringida. Siendo así, este parámetro fue agregado dentro del módulo asumiendo la relación empírica de (Ribas et al., 2005)<sup>2</sup>, obtenida para estrellas de tipo solar, pero que también es aplicable a enanas M (ver Luger and Barnes, 2015; Fleming et al., 2020; Birky et al., 2021), como muestra la ecuación abajo:

$$\frac{L_{XUV}}{L_{bol}} = \begin{cases} f_{sat} & t \leq t_{sat} \\ f_{sat} \left( \frac{t}{t_{sat}} \right)^{-\beta_{XUV}} & t > t_{sat} \end{cases} \quad (2.16)$$

donde  $L_{XUV}$  es la luminosidad basal XUV,  $L_{bol}$  es la luminosidad bolométrica,  $f_{sat}$  es el cociente inicial entre las luminosidades,  $\beta_{XUV}$  es el exponente del ajuste que depende de la masa estelar,  $t$  es la edad de la estrella y  $t_{sat}$  es el tiempo de saturación. De esa forma, cuando  $t = t_{sat}$ , se dice que la estrella está saturada. En este caso, la luminosidad XUV del modelo es una fracción constante de la luminosidad bolométrica por un intervalo de tiempo definido como el tiempo de saturación de la estrella, donde posteriormente decae exponencialmente.

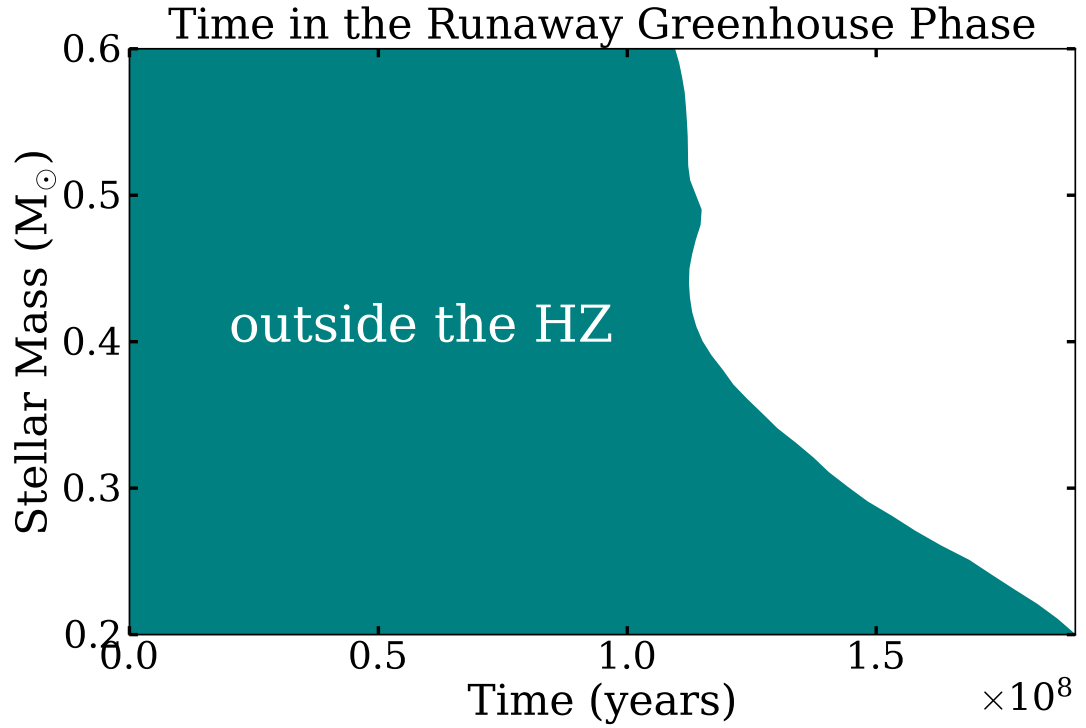
### 2.1.2.1. Duración del efecto invernadero desbocado en función de la masa estelar

Otro factor importante es la duración de la fase de efecto invernadero en las simulaciones. Cuando se restringe la duración de la fase a que el planeta entre a la OHZ (fase de efecto invernadero corta), de acuerdo con Kopparapu et al. (2014), estamos haciendo que la fase dependa de la masa estelar, ya que la distancia de la HZ con respecto a la estrella también cambia con ese parámetro. Dicho eso, la Figura 2.4 muestra la duración de la fase de efecto invernadero corta para el rango de masas estelares usado en las simulaciones del presente trabajo, considerando un planeta en una órbita circular y estática (es decir,

---

<sup>2</sup>El rango de XUV considerado por (Ribas et al., 2005) para la evolución de la luminosidad XUV basal de la estrella es de 0.1-100 nm.

que no presenta cambios temporales en sus parámetros orbitales, como excentricidad e inclinación).



**Figura 2.4:** Tiempo que un planeta queda en la fase corta de efecto invernadero desbocado en función de la masa estelar. Crédito: Presente trabajo.

Esta Figura muestra que los planetas (en este caso con masa y radio igual a los de la Tierra) alrededor de estrellas con  $0.2 M_{\odot}$  permanecen casi 4 veces más tiempo en la fase de efecto invernadero comparados a aquellos alrededor de estrellas de  $0.6 M_{\odot}$ . Ese escenario propicia una mayor pérdida de agua y acumulación de oxígeno en planetas alrededor de enanas M tardías.

Las variaciones en el borde de la gráfica provienen de variaciones estructurales y temporales relacionadas con la transición en los interiores estelares, donde una estrella pasa de ser enteramente convectiva a parcialmente convectiva (Baraffe and Chabrier, 2018).



### 2.1.3. Evolución del XUV debido a fulguraciones: FLARE

Debido a que el módulo **STELLAR** no incluye fulguraciones, limitándose a calcular la luminosidad XUV de la estrella en su estado quieto, el módulo **FLARE** (Amaral et al., 2022) fue desarrollado como parte de esta investigación, con la intención de ser un complemento a eso. El modelo implementado en el módulo **FLARE** (Amaral et al., 2022) calcula la luminosidad XUV<sup>3</sup> debido a fulguraciones producidas por una estrella con cierta masa a lo largo de su evolución. Esa luminosidad ( $L_{XUV,f}$ ) es calculada, a cada paso de tiempo, como

$$L_{XUV,f} = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \nu(E_{XUV,f}) dE, \quad (2.17)$$

donde  $E_{XUV,f}$  es la energía de las fulguraciones en XUV y  $\nu$  es la tasa a la que cada fulguración de energía  $E_{XUV,f}$  ocurre. Esa tasa es calculada a través de la relación canónica, propuesta por Lacy et al. (1976)

$$\log_{10}(\nu) = \alpha \log_{10} E + \beta \quad (2.18)$$

donde  $E$  es la energía de la fulguración, y los coeficientes  $\alpha$  y  $\beta$  son las pendientes de la FFD. El módulo **FLARE** (Amaral et al., 2022) tiene dos modos, **DAVENPORT** y **LACY**, que son seleccionados en el archivo de entrada por la persona usuaria, como muestra la Figura 2.5.

La opción **DAVENPORT** utiliza el modelo propuesto por Davenport et al. (2019), donde las pendientes  $\alpha$  y  $\beta$  cambian en función de la edad y de la masa de la estrella (Eq. 2 y 3 Davenport et al., 2019). El modelo es empíricamente derivado del catálogo de fulguraciones de *Kepler* (Davenport, 2016), y tiene validez para estrellas activas con

---

<sup>3</sup>Diferente al rango considerado en la evolución de la luminosidad XUV basal de la estrella, el XUV proveniente de las fulguraciones usado en el modelo proviene del factor de conversión de Osten and Wolk (2015, Tabla 2), y está entre 0.124-124 nm.

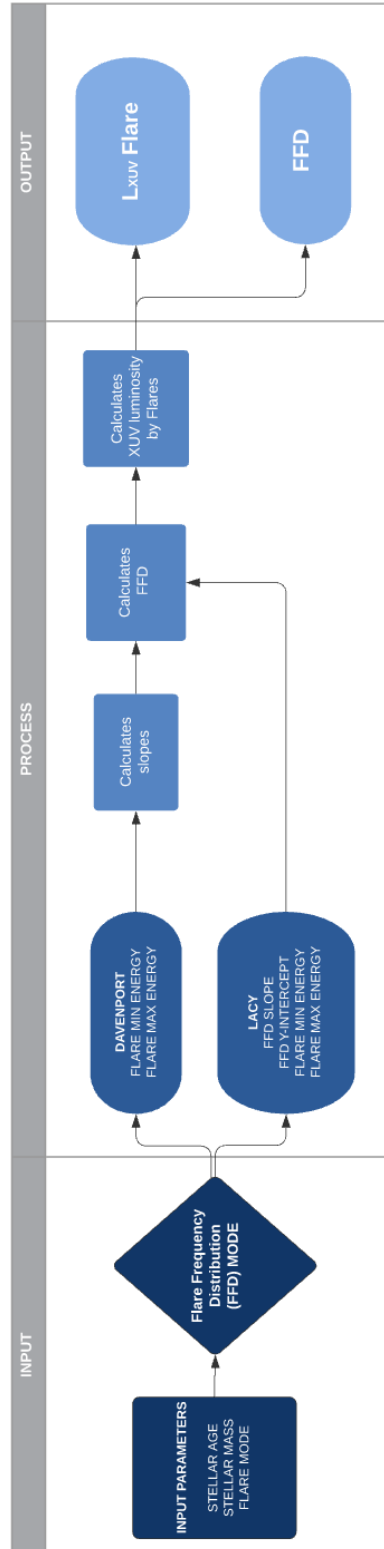


Figura 2.5: Diagrama de flujo del módulo FLARE.

## 2. METODOLOGÍA

---

masas entre 0.25 and 0.75  $M_{\odot}$ , y fulguraciones con energías entre  $10^{32}$  y  $10^{38}$  ergs. Así como muestra la Figura 2.5, los parámetros mínimos de entrada son la masa y la edad de la estrella, así como la energía mínima y máxima de las fulguraciones que la persona usuaria quiere considerar en las simulaciones. Como salida, el módulo proporciona la evolución temporal de la luminosidad en XUV proveniente de las fulguraciones y la FFD.

A diferencia del modo DAVENPORT, el modo LACY no posee un modelo de evolución temporal para la FFD, lo que implica que las pendientes  $\alpha$  y  $\beta$  de la FFD sean fijas en el tiempo. Debido a eso, la persona usuaria necesita dar como entrada valores específicos derivados de observaciones para estos dos parámetros. Cuando una estrella cuenta con observaciones de fulguraciones, es posible generar una FFD observada, y de ahí sacar las pendientes  $\alpha$  y  $\beta$  de la FFD. Pensando en eso, el módulo LACY fue diseñado para considerar las pendientes específicas de la FFD de una estrella. Sin embargo, la limitación asociada a eso es que, aunque la FFD funciona de forma muy precisa para la estrella en particular que será simulada, al evolucionar el sistema a lo largo del tiempo, la FFD permanece constante. Debido a esto, en el presente trabajo solamente el modo DAVENPORT fue utilizado en las simulaciones.

Debido a que existen observaciones de fulguraciones en un amplio rango de longitudes de onda, se hizo necesario añadir una opción de entrada en el código a fin de considerar fulguraciones en longitudes de onda diferentes de las de la banda de *Kepler*, de donde se proveen los datos para el modelo de FFD usado en este trabajo. Para lograrlo, usamos los factores de conversión entre el flujo de la banda en que está la energía y el flujo bolométrico del detector (tercera columna empezando por la izquierda de la tabla 2.1).

**Tabla 2.1:** Factores de conversión usados dentro del módulo FLARE.

| Banda  | $\Delta\lambda$ () | $f(banda/bol)^a$ | Fuente                |
|--------|--------------------|------------------|-----------------------|
| GOES   | 1-8                | 0.06             | Osten and Wolk (2015) |
| SRX    | 1.24-1240          | 0.3              | Osten and Wolk (2015) |
| UV     | 3000-4000          | 0.11             | Osten and Wolk (2015) |
| KEPLER | 4000-9000          | 0.16             | Osten and Wolk (2015) |

<sup>a</sup> Razón entre la energía en la banda específica y en la bolométrica del detector.

Debido a la limitación de tiempo de cómputo, la luminosidad XUV es calculada como un promedio sobre cada paso de tiempo. Eso significa que la radiación XUV generada por las fulguraciones llega a la atmósfera superior del planeta en forma de paquetes, es decir, toda la energía de las fulguraciones que ocurrieron durante el paso de tiempo llegan al mismo tiempo al planeta. Debido a esto, las fulguraciones no están definidas temporalmente de forma individual para períodos de evolución estelar largos. Esto implica que no es posible entender el impacto de cada fulguración a la vez en la atmósfera del planeta en estos casos. Sin embargo, si el paso de tiempo y el tiempo simulado son muy bajos ( $< \text{días}$ ) es posible definir temporalmente el impacto de las fulguraciones.

## 2.2. Validación y aplicación del modelo

Con la finalidad de validar el modo DAVENPORT usado en el módulo FLARE (Amaral et al., 2022), fue reproducido (ver Figura 2.6.b) el panel superior de la Figura 10 del artículo de (Davenport et al., 2019) con el módulo FLARE (Figura 2.6.a). Como es posible ver en la Figura 2.6, los resultados son muy cercanos a los publicados por (Davenport et al., 2019), así que el modelo fue incorporado al módulo FLARE (Amaral et al., 2022). Las diferencias entre las Figuras 2.6.a y 2.6.b son debido a que el modelo desarrollado en (Davenport et al., 2019) es derivado de un algoritmo de Cadena de Markov Monte Carlo,

## 2. METODOLOGÍA

---

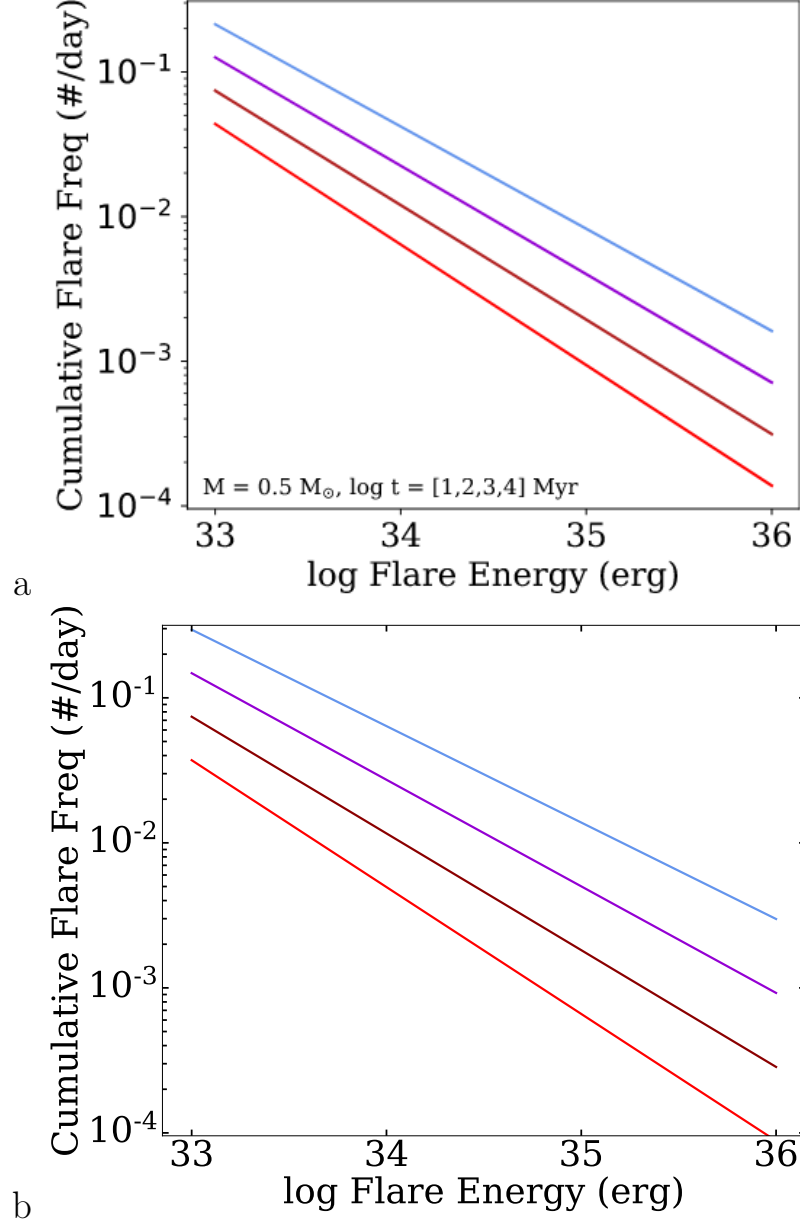
que genera resultados diferentes siempre que el código es usado. Después de entrar en contacto con los autores del trabajo, fue constatado que los valores disponibles en el artículo no fueron los mismos con los que se generó la Figura 10 del mismo trabajo (ver Figura 2.6).

Como muestra el modelo de [Davenport et al. \(2019\)](#), la FFD depende de la masa y de la edad de la estrella. Dicho eso, la Figura 2.7 presenta dos modos de visualizar cómo la FFD cambia con tales parámetros. El panel de la derecha muestra la FFD de energías entre  $10^{33}$  y  $10^{36}$  ergs en diferentes edades de la estrella. El panel izquierdo muestra la FFD en función de la edad de la estrella para fulguraciones con la misma energía que la gran fulguración de AD Leo ([Hawley and Pettersen, 1991](#)), cuya energía en la banda de *Kepler*  $E_{\text{kepler}}$  es aproximadamente  $2,6 \times 10^{33}$  ergs.

Ese valor es calculado usando información de [Hawley and Pettersen \(1991, Tabla 6A\)](#), donde se tomó el flujo integrado sobre el intervalo de tiempo que duró la fulguración en la banda UV (326-394 nm) igual a  $198 \times 10^{-8}$  ergs  $\text{cm}^{-2}$ , y fue dividido por el flujo integrado sobre el intervalo de tiempo en el continuo igual a  $1139 \times 10^{-8}$  ergs  $\text{cm}^{-2}$ . De esta forma, tenemos que la energía en la banda UV  $E_{\text{UV}}$  dividida por la energía en el continuo  $E_{\text{continuum}}$  es igual que 0.174. Del trabajo hecho por [Hawley et al. \(2014\)](#), tenemos que la razón entre  $E_{\text{Kepler}}$  y  $E_{\text{UV}}$  es 0.65. Reorganizando, tenemos que  $E_{\text{Kepler}} = 0.174/0.65 E_{\text{continuum}} = 0.26 E_{\text{continuum}}$ . Ese valor está de acuerdo con el mismo valor que puede ser encontrado en [Osten and Wolk \(2015\)](#).

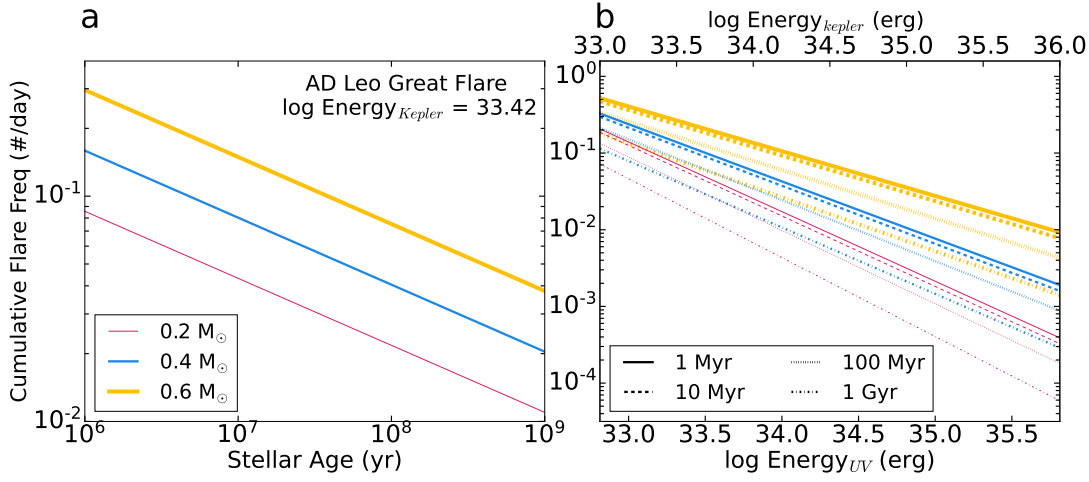
El modelo de [Davenport et al. \(2019\)](#) predice que los planetas que orbitan enanas M más masivas tienen mayor probabilidad de ser impactados por una fulguración con la magnitud de la Gran fulguración de AD Leo que los planetas alrededor de enanas M menos masivas. El panel b de la Figura 2.7 muestra que el modelo predice que estrellas menos masivas tienen una menor tasa de fulguraciones, comparada con estrellas más masivas. Ese resultado es inconsistente con otros estudios que encontraron que la tasa de fulguraciones de estrellas de baja masa son más energéticas que las fulguraciones de estrellas más masivas.

Tal discrepancia puede originarse debido al pequeño número de



**Figura 2.6:** **a.** FFD de una estrella de masa igual a  $0.5 M_{\odot}$  en diferentes etapas de su evolución (Davenport et al., 2019, Fig. 10). **b.** Reproducción del panel superior de la Figura 10 de Davenport et al. (2019) (e.g. Figura 2.6.a) hecha con el módulo FLARE. La Figura muestra la tasa de fulguración en función de la energía de las fulguraciones para una estrella de  $0.5 M_{\odot}$ , con edades de 1 Myr (azul), 10 Myr (morado), 100 Myr (café), y 1 Gyr (rojo).

## 2. METODOLOGÍA

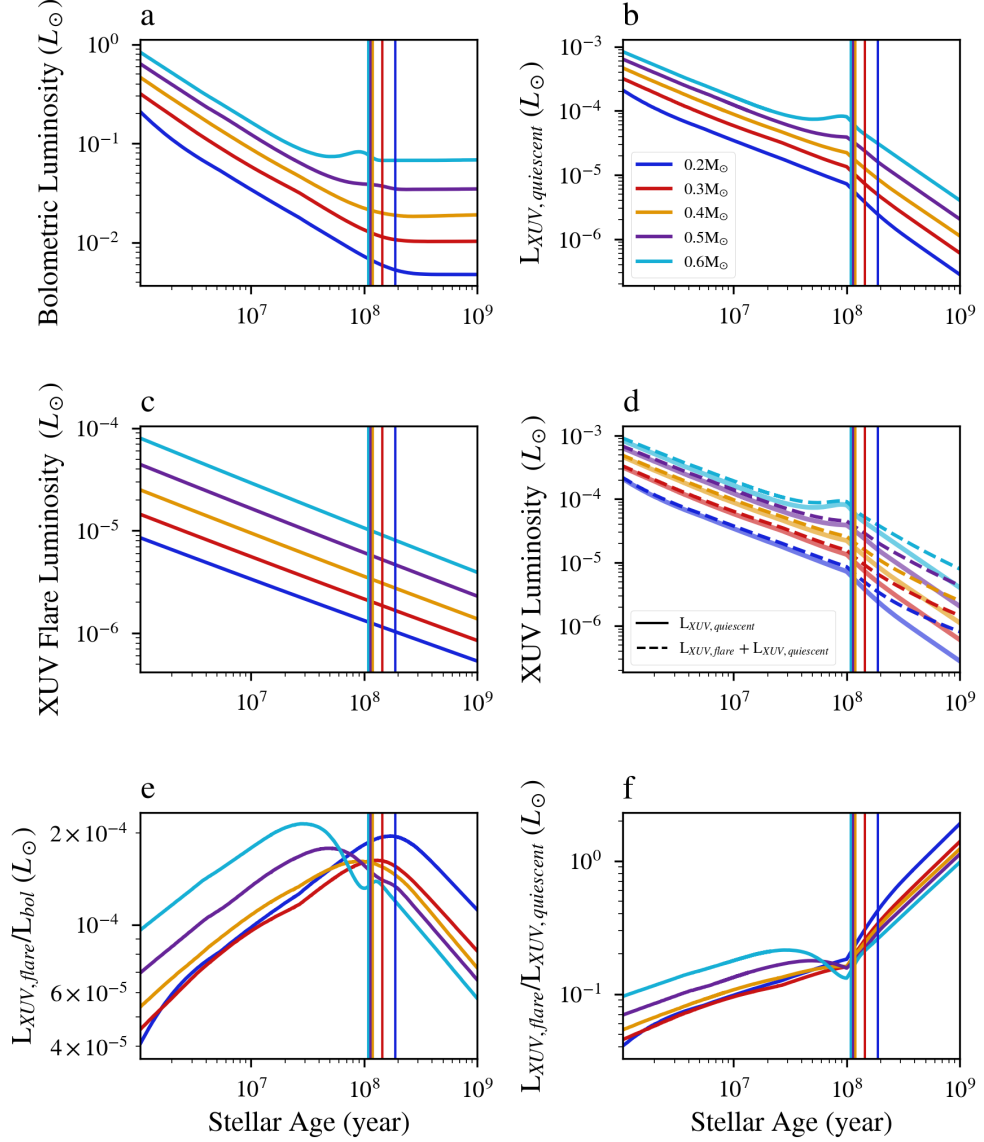


**Figura 2.7:** Predicción del módulo FLARE para la distribución de la tasa de fulguraciones (FFD) para diferentes enanas M usadas en este trabajo. **a:** FFD para fulguraciones con la misma energía que la gran fulguración de AD Leo (después de convertir la energía reportada por [Hawley and Pettersen \(1991\)](#) para la banda de *Kepler*) como función de la edad de la estrella para estrellas con 0.2, 0.4 y 0.6  $M_{\odot}$ . **b:** FFD para energías entre  $10^{33}$  y  $10^{36}$  ergs, para las mismas tres estrellas, en cuatro periodos diferentes.

enanas M en el catálogo de *Kepler* ([Davenport, 2016](#)) usado como base para producir el modelo de [Davenport et al. \(2019\)](#), donde solamente  $< 3\%$  son enanas M. A pesar de esa aparente inconsistencia, el modelo proviene del mayor muestreo de enanas M disponible en la actualidad, así que es posible que en trabajos futuros sea necesario reemplazarlo con una aproximación más robusta con respecto a las enanas M a partir de las observaciones de instrumentos como TESS.

A continuación, consideramos cómo se combinan la evolución de las fulguraciones y del estado quiescente de la estrella para modificar la luminosidad XUV promedio de las estrellas en función de la masa y la edad. Fueron simuladas cinco enanas M con masas entre 0.2 y 0.6  $M_{\odot}$ , usando los módulos STELLAR ([Barnes et al., 2020](#)) y FLARE ([Amaral et al., 2022](#)).

Como muestra el panel d de la Figura 2.8, la inclusión de las fulguraciones aumenta la luminosidad XUV total, sin embargo, lo hace por un factor no mayor que 10 % para una determinada estrella a un



**Figura 2.8:** Evolución estelar con y sin fulguraciones para estrellas con masas entre  $0.2 M_{\odot}$  y  $0.6 M_{\odot}$ . Los paneles (a) y (b) muestran la luminosidad bolométrica y la luminosidad XUV quiescente, respectivamente, mientras que los paneles (c) y (d) muestran la luminosidad XUV debido a las fulguraciones y la luminosidad total en XUV con (líneas punteadas, es decir, la suma de parámetros de panel (b) y (c)) y sin fulguraciones (líneas continuas), respectivamente. El panel (e) muestra la relación entre la luminosidad XUV debido a las fulguraciones y la luminosidad bolométrica, y el panel (f) muestra la relación entre la luminosidad XUV debido a las fulguraciones y la luminosidad XUV quiescente. Los colores representan diferentes masas estelares como se indica en la leyenda del panel b. Las líneas verticales en cada panel representan el momento en que cada estrella entró a la MS.



## 2. METODOLOGÍA

---

tiempo dado. Es posible ver también que la luminosidad XUV debido a fulguraciones es más relevante para estrellas menos masivas después de que éstas entran en la MS (paneles (b) y (d) de la Figura 2.8). Además, en el panel (f) se puede ver que la razón entre la radiación XUV proveniente de las fulguraciones y del estado quiescente de la estrella aumenta a lo largo del tiempo.

El modelo para la luminosidad XUV quiescente usado en el presente trabajo viene de datos observacionales de estrellas que no presentan fulguraciones (Ribas et al., 2005), y muestra que tal parámetro disminuye con el tiempo. Del mismo modo, la luminosidad XUV proveniente de fulguraciones calculada a través del modelo de Davenport et al. (2019) también disminuye con el tiempo. Sin embargo, aunque ambas luminosidades presenten el mismo comportamiento, la luminosidad XUV debido a fulguraciones posee una pendiente que le hace cambiar en el tiempo más lentamente que la luminosidad basal de XUV. De esa forma, entre mayor es la edad de la estrella, más importante es el papel del XUV debido a fulguraciones. Los demás paneles dan información adicional del uso de los módulos STELLAR y FLARE juntos.

# Simulaciones: parámetros y descripción

---

Como se mencionó anteriormente, el trabajo desarrollado aquí tiene como objetivo calcular el impacto de las fulguraciones en el agua de planetas terrestres que orbitan enanas M, y para lograrlo fue usado el código **VPLanet**. Sin embargo, hay muchas formas de visualizar y analizar el problema, por lo que fueron hechas 2 tipos de simulaciones. El primer tipo está enfocado en cómo se da la pérdida de agua dependiendo de la masa de la estrella y del planeta, así como la cantidad de agua inicial en la superficie planetaria (Tabla 3.1).

Tales simulaciones cubren un espacio de parámetros variando la masa planetaria, entre 0.5 y 5  $M_{\oplus}$ , en intervalos de 0.5  $M_{\oplus}$ ; la masa estelar, entre 0.2 y 0.6  $M_{\odot}$  en intervalos de 0.25  $M_{\odot}$ ; y la cantidad de agua en la superficie al inicio de las simulaciones, entre 1 y 10 océanos terrestres (TO, del inglés *Terrestrial Oceans*), en intervalos de 1 TO.

En todos los casos los planetas empiezan con una atmósfera primordial de hidrógeno de  $10^{-3} M_{\oplus}$ , y una vez que los planetas pierden toda su atmósfera, el perfil radial del planeta sigue la relación masa-radio de [Sotin et al. \(2007, Eq. 11\)](#) para planetas terrestres entre 1 y 10  $M_{\oplus}$  y 0.05 % de su composición hecha de agua. Los planetas también fueron ubicados a una distancia de su estrella equivalente a la

### 3. SIMULACIONES: PARÁMETROS Y DESCRIPCIÓN

---

distancia de la Tierra al Sol en términos del flujo en el visible que la Tierra recibe en la parte superior de la atmósfera, y a esa distancia la llamamos 1 ua equivalente. Para calcularla, multiplicamos la distancia del borde interior de la HZ limitada por el efecto invernadero desbocado (Kopparapu et al. (2014, Eq. 5)) por 1.053, que es el factor equivalente en dónde la Tierra se ubica actualmente alrededor del Sol. Eso garantiza que cuando la simulación termine, en 1 Gyr, el planeta esté en la HZ de su estrella.

Para probar los mismos efectos en planetas reales, fueron hechas simulaciones usando los datos observacionales de cuatro planetas confirmados. Los planetas elegidos fueron: Kepler-1229 b (Morton et al., 2016), K2-72 e (Crossfield et al., 2016), TOI-700 d (Gilbert et al., 2020) y Kepler-1649 c (Vanderburg et al., 2020) (Tabla 3.2). Todos están dentro del catálogo del PHL<sup>1</sup>, y poseen un ESI de 0.73, 0.9, 0.93 y 0.9, respectivamente.

Tales planetas fueron elegidos considerando que están dentro de la HZ conservadora de su estrella y que orbitan estrellas con masas que barren de forma general las diferentes masas estelares consideradas en las simulaciones de los planetas hipotéticos. También se consideró que las masas planetarias estuvieron dentro del rango de los planetas hipotéticos, aunque no necesariamente cubriendo de forma espaciada los valores usados en tales simulaciones.

Debido a que estos planetas no estaban exactamente a 1 ua equivalente de su estrella, también se hicieron simulaciones donde el semi-eje mayor de ellos correspondiera a este valor. Para esto, se calculó la distancia de la Tierra con respecto al borde interno de la HZ limitado por el efecto invernadero desbocado, usando la ecuación 5 de Kopparapu et al. (2014). Sabiendo el factor al que se encuentra la Tierra de este límite, se usó este mismo para encontrar a que distancia deberían estar los planetas, considerando la luminosidad de la estrella que orbitan. Esto se hizo con la finalidad de que los planetas terminen la simulación en la posición de 1 ua equivalente.

---

<sup>1</sup><https://phl.upr.edu/projects/habitable-exoplanets-catalog>, consultado el 8 de septiembre de 2022.

---

**Tabla 3.1:** Parámetros usados para simular los planetas hipotéticos.

| Parámetro                                          | Valor                                    |
|----------------------------------------------------|------------------------------------------|
| Masa planetaria ( $M_{\oplus}$ )                   | [0.5-5, 0.5]                             |
| Masa de la envoltura de hidrógeno ( $M_{\oplus}$ ) | $10^{-3}$                                |
| Cantidad inicial de agua superficial (TO)          | [1-10, 0.25]                             |
| Eficiencia de escape del agua por XUV              | <b>Bolmont et al. (2017)<sup>a</sup></b> |
| Eficiencia de escape del hidrógeno por XUV         | 0.15                                     |
| Temperatura termosférica (K)                       | 400                                      |
| Semi-eje mayor <sup>b</sup> (AU)                   | [0.07306 - 0.283186]                     |
| Masa estelar ( $M_{\odot}$ )                       | [0.2-0.6, 0.25]                          |
| Fracción de luminosidad XUV saturada               | $10^{-3}$                                |
| Tiempo de saturación del XUV (Myr)                 | 100                                      |
| Edad inicial de la estrella (Myr)                  | 1                                        |
| Energía de las fulguraciones (ergs)                | $10^{33} - 10^{36}$                      |
| Tiempo de las simulaciones (Myr)                   | $10^3$                                   |
| Paso de tiempo <sup>c</sup> (yr)                   | $\sim 0.4 - \sim 1.6 \times 10^3$        |
| Módulos de VPlanet                                 | <b>AtmEsc, STELLAR, FLARE</b>            |

<sup>a</sup> Los valores de la eficiencia de escape del agua por el XUV son calculados dentro del código usando el modelo descrito por **Bolmont et al. (2017)**, y cambian a lo largo de las simulaciones.

<sup>b</sup> Calculado multiplicando 1.053 por la distancia del borde interior de la HZ limitada por el efecto invernadero desbocado (**Kopparapu et al. (2014, Eq. 5)**).

<sup>c</sup> Dinámicamente seleccionada durante la simulación.

### 3. SIMULACIONES: PARÁMETROS Y DESCRIPCIÓN

**Tabla 3.2:** Parámetros usados en las simulaciones de los cuatro planetas conocidos.

| Parámetro                                               | Kepler-1229 b                       | K2-72 e                             | TOI-700 d                           | Kepler-1649 c                       |
|---------------------------------------------------------|-------------------------------------|-------------------------------------|-------------------------------------|-------------------------------------|
| Masa planetaria <sup>a</sup> ( $M_{\oplus}$ )           | 2.93                                | 2.55                                | 1.63984                             | 1.2389                              |
| Radio planetario ( $R_{\oplus}$ )                       | 1.34 <sup>e</sup>                   | 1.29 <sup>f</sup>                   | 1.144 <sup>g</sup>                  | 1.06 <sup>h</sup>                   |
| Masa de la Envoltura de hidrógeno ( $M_{\oplus}$ )      | 10 <sup>-3</sup>                    | 10 <sup>-3</sup>                    | 10 <sup>-3</sup>                    | 10 <sup>-3</sup>                    |
| Cantidad inicial de agua superficial (TO)               | 1.10                                | 1.10                                | 1.10                                | 1.10                                |
| Eficiencia de escape del hidrógeno por XUV <sup>b</sup> | 0.15                                | 0.15                                | 0.15                                | 0.15                                |
| Temperatura termosférica (K)                            | 400                                 | 400                                 | 400                                 | 400                                 |
| Semi-eje mayor observado (ua)                           | 0.3006                              | 0.106                               | 0.1633                              | 0.0827                              |
| Semi-eje mayor modificado <sup>c</sup> (ua)             | 0.19685 <sup>e</sup>                | 0.102468 <sup>f</sup>               | 0.16247 <sup>g</sup>                | 0.07643 <sup>h</sup>                |
| Excentricidad                                           | 0.11                                | 0                                   | 0.111                               | 0                                   |
| Masa estelar ( $M_{\odot}$ )                            | 0.480 <sup>e</sup>                  | 0.271365 <sup>f</sup>               | 0.415 <sup>g</sup>                  | 0.1977 <sup>h</sup>                 |
| Fracción de luminosidad XUV saturada                    | 10 <sup>-3</sup>                    | 10 <sup>-3</sup>                    | 10 <sup>-3</sup>                    | 10 <sup>-3</sup>                    |
| Tiempo de saturación del XUV (Myr)                      | 100                                 | 100                                 | 100                                 | 100                                 |
| Edad inicial de la estrella (Myr)                       | 1                                   | 1                                   | 1                                   | 1                                   |
| Energía de las fulguraciones (ergs)                     | 10 <sup>33</sup> - 10 <sup>36</sup> | 10 <sup>33</sup> - 10 <sup>36</sup> | 10 <sup>33</sup> - 10 <sup>36</sup> | 10 <sup>33</sup> - 10 <sup>36</sup> |
| Tiempo de simulación (Myr)                              | 10 <sup>3</sup>                     | 10 <sup>3</sup>                     | 10 <sup>3</sup>                     | 10 <sup>3</sup>                     |
| Paso de tiempo <sup>d</sup> (yr)                        | $\sim 4.8 \times 10^{-2}$ - $10^4$  | $\sim 6 \times 10^{-2}$ - $10^4$    | $\sim 5 \times 10^{-2}$ - $10^4$    | $\sim 6 \times 10^{-2}$ - $10^4$    |
| Módulos de VPlanet                                      | AtmSec, STELLAR, FLARE              | AtmSec, STELLAR, FLARE              | AtmSec, STELLAR, FLARE              | AtmSec, STELLAR, FLARE              |

<sup>a</sup> Las masas de la componente rocosa del planeta fueron calculadas con el modelo de [Sotin et al. \(2007, Eq. 11\)](#) para planetas terrestres con masas entre 1 y 10  $M_{\oplus}$  y 0.05 % de su composición hecha de agua.

<sup>b</sup> La eficiencia de escape del agua por XUV fue calculada usando el modelo de ([Bolmont et al., 2017](#)).

<sup>c</sup> Calculado multiplicando 1.053 por la distancia del borde interior de la HZ limitada por el efecto invernadero desbocado ([Kopparapu et al. \(2014, Eq. 5\)](#)).

<sup>d</sup> Dinámicamente seleccionada durante la simulación.

<sup>e</sup> [Torres et al. \(2017\)](#).

<sup>f</sup> [Dressing et al. \(2017\)](#).

<sup>g</sup> [Rodríguez et al. \(2020\)](#).

<sup>h</sup> [Vanderburg et al. \(2020\)](#).

# Resultados

---

En esta sección, se presentan los resultados obtenidos en los dos trabajos desarrollados en este proyecto de doctorado. Primero se presentan los resultados de evolución temporal de parámetros físicos que describen la atmósfera de planetas terrestres entre  $0.5$  y  $5 M_{\oplus}$ . Esos planetas están alrededor de enanas rojas con masa entre  $0.2$  y  $0.6 M_{\odot}$ , y los resultados están enfocados en el impacto de fulguraciones en esos planetas. En la segunda sección, se presentan resultados de la interacción de la estrella y planetas en cuatro sistemas reales.

## 4.1. Planetas sintéticos terrestres alrededor de enanas rojas

Los resultados presentados en las secciones 4.1.1 y 4.1.2 muestran la influencia de la radiación XUV debido a fulguraciones estelares en planetas con masa entre  $0.5$  y  $5 M_{\oplus}$ , alrededor de estrellas con masas entre  $0.2$  y  $0.6 M_{\odot}$ , en dos situaciones. El primer caso considera una fase de efecto invernadero desbocado corta donde el planeta queda en esa fase hasta que entre en la HZ optimista (Kopparapu et al., 2014) de la estrella. Ya en el segundo caso, el planeta se encuentra bajo un efecto invernadero desbocado durante todo el tiempo simulado.

## 4. RESULTADOS

---

Más detalles de los parámetros simulados pueden visualizarse en la Tabla 3.1. Las secciones que siguen muestran los valores finales de la evolución temporal de dos parámetros simulados: la cantidad de agua en la superficie de los planetas (Sección 4.1.1) y la cantidad de oxígeno presente en la atmósfera de ellos (Sección 4.1.2), producto de la fotólisis del agua por la radiación UV incidente.

### 4.1.1. Impacto de las fulguraciones en la cantidad de agua superficial en función de la masa planetaria y estelar

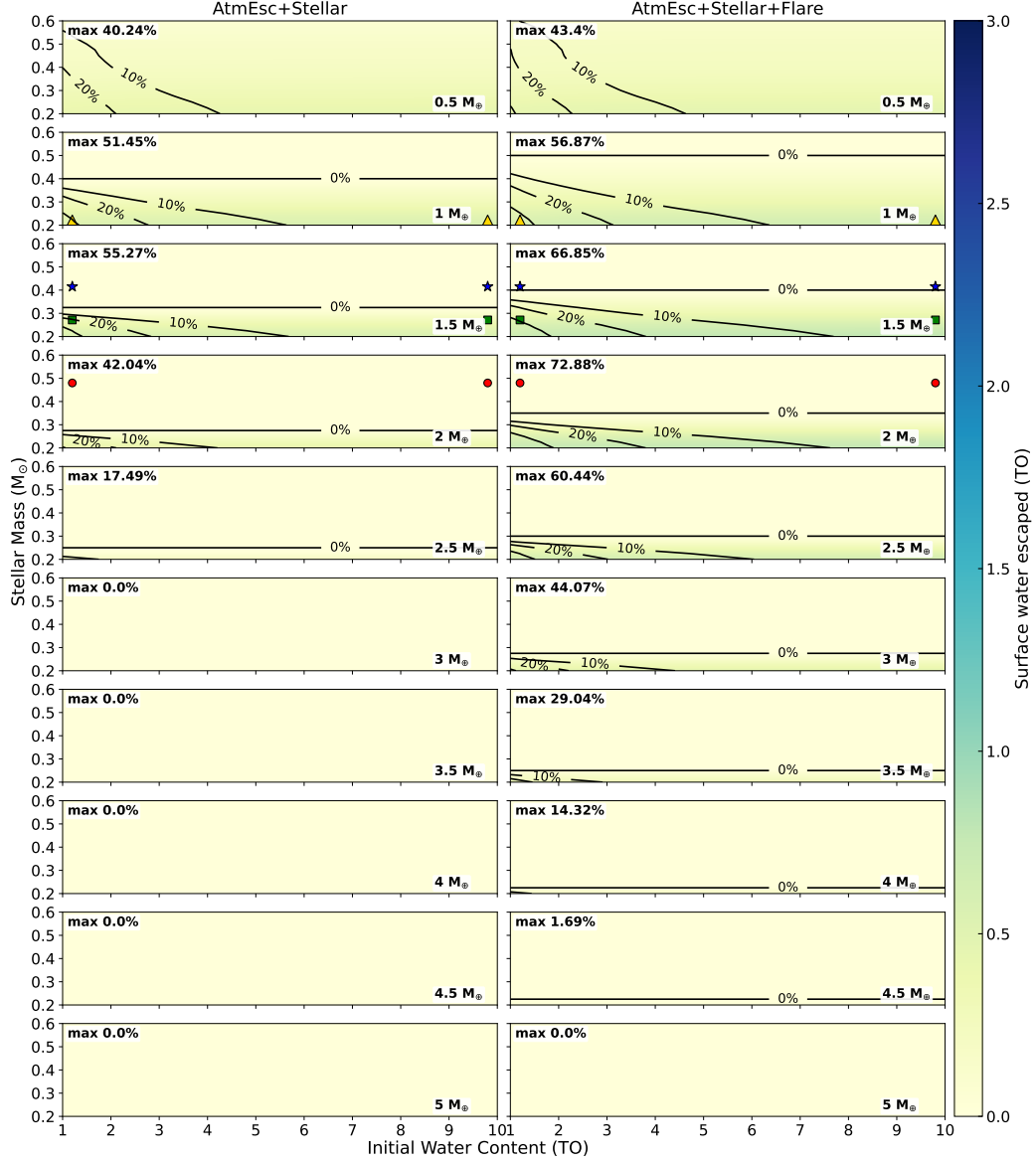
Con la finalidad de entender el impacto de las fulguraciones en el contenido de agua de los planetas simulados, se hicieron dos tipos de gráficas. Las primeras (Figuras 4.1 y 4.2) muestran de modo separado los valores absolutos de agua perdida (representados por tonos de azul en las figuras) con y sin considerar las fulguraciones. En este tipo de gráfica también se puede ver el porcentaje de agua perdida con respecto a la cantidad inicial de agua (isocontornos).

En estas figuras se puede observar que las fulguraciones tienen un impacto visible en el escape de agua. Para ambos casos considerados para la duración del efecto invernadero desbocado, las fulguraciones aumentan los valores porcentuales y absolutos del agua que se escapa, comparados con los casos sin fulguraciones. Otro punto importante en las Figuras 4.1 y 4.2 es que hay una tendencia de que las fulguraciones generan una mayor pérdida de agua en planetas más masivos alrededor de enanas M menos masivas.

El caso más extremo ocurre en planetas con masas entre 1 y 2  $M_{\oplus}$  en el escenario de efecto invernadero desbocado de largo plazo (Figura 4.2). Ahí el escape de agua puede ser de hasta 2 TO mayor a los casos donde la emisión XUV no incluye la contribución de las fulguraciones.

Es importante resaltar el efecto visual del sombreado en las Figuras, principalmente la 4.2. Ahí el porcentaje de pérdida de agua es grande, pero el valor absoluto de pérdida es bajo (regiones a la iz-

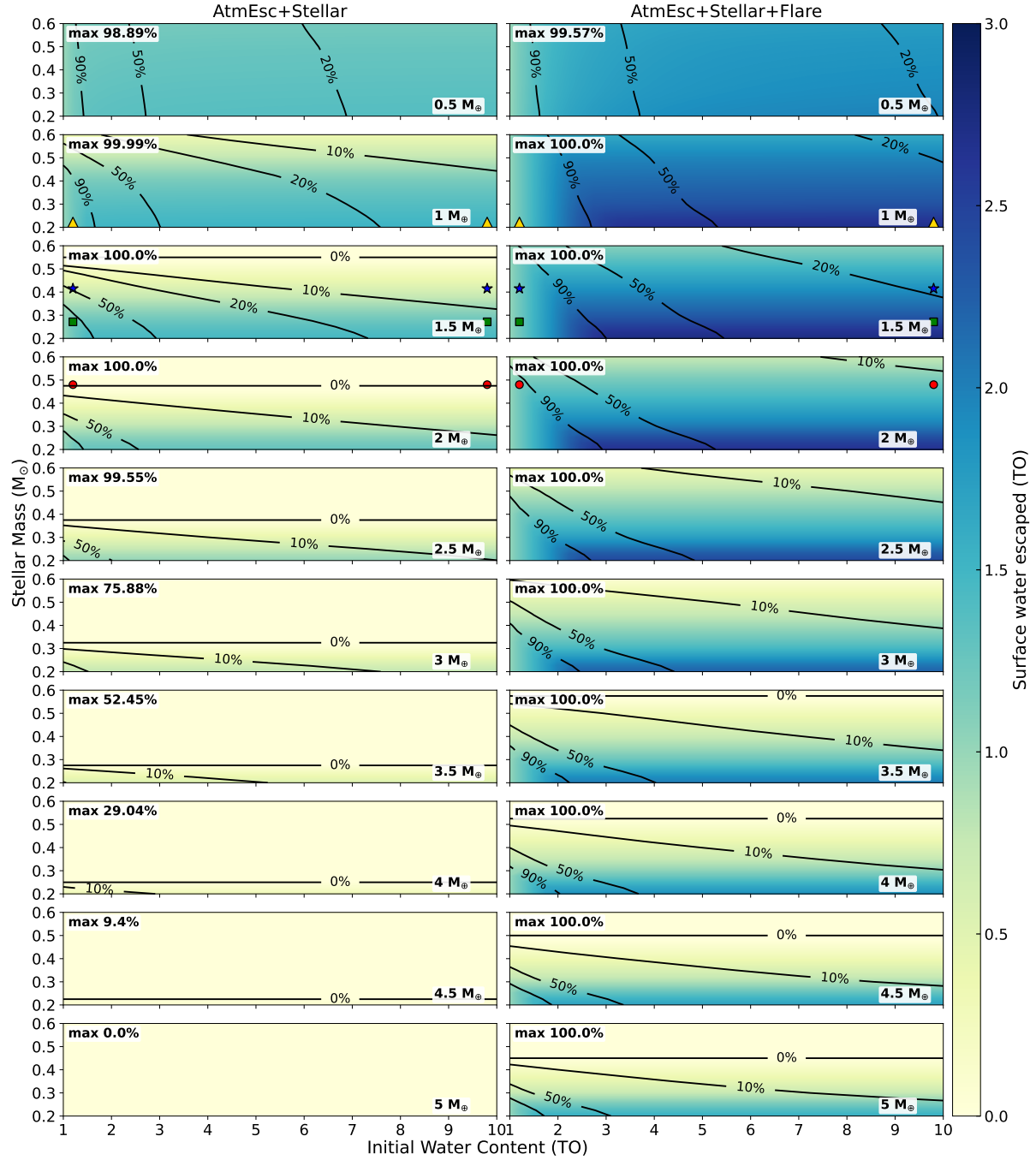
## 4.1 Planetas sintéticos terrestres alrededor de enanas rojas



**Figura 4.1:** Porcentaje (isocontornos) y cantidad absoluta (sombreado) de agua perdida debido al flujo XUV de la estrella en estado basal (módulos **AtmEsc + Stellar**; paneles del lado izquierdo) y agregando fulguraciones (módulos **AtmEsc + Stellar + Flare**; paneles del lado derecho). En este escenario, la fotólisis del agua se detiene cuando el planeta entra en la HZ. El círculo, cuadrado, estrella y triángulo representan los resultados aproximados para los planetas Kepler-1229 b, K2-72 e, TOI-700 d y Kepler-1649 c, respectivamente (Ver Tabla 3.2). La masa planetaria en la parte inferior derecha de cada panel representa la masa planetaria usada en las simulaciones del panel. El porcentaje máximo de pérdida de agua con respecto al agua inicial está indicado en la parte superior izquierda de cada panel.



## 4. RESULTADOS



**Figura 4.2:** Descripción análoga a la de la Figura 4.1, con la diferencia que en este escenario los planetas están en efecto invernadero desbocado extendido, es decir, la pérdida del agua sigue aunque el planeta esté dentro de la HZ.

quiera de los paneles), y eso se debe a que en esos casos los planetas empiezan con poca agua al inicio, haciendo que toda o casi toda el agua escape.

Al comparar los resultados de los paneles izquierdo y derecho de las Figuras 4.1 y 4.2, es posible notar que cuando consideramos fulguraciones, planetas alrededor de estrellas más masivas pasan a presentar escape del agua superficial. En tales escenarios, el aumento de flujo XUV de la estrella debido a fulguraciones hace que incluso planetas de mayor masa (que poseen una mayor gravedad, ayudando a prevenir la pérdida del agua) experimenten el escape de agua.

Cuando analizamos el escenario de efecto invernadero desbocado de fase corta, el límite en donde el escape pasa a ocurrir para simulaciones que consideran fulguraciones es de aproximadamente  $0.1 M_{\odot}$  mayor que cuando la estrella está en estado basal. Para un escenario de efecto invernadero desbocado de fase extendida, considerando enanas M menos masivas, esa diferencia es aún más grande. En este caso, en planetas entre  $4$  y  $5 M_{\oplus}$ , donde la pérdida de agua máxima era del 29 %, puede llegar hasta el 100 % de la cantidad de agua inicial. Otro aspecto es que los planetas alrededor de estrellas enanas M más masivas no presentan pérdida de agua cuando tienen masas de  $1.5 M_{\oplus}$  o mayores, mientras que cuando se consideran las fulguraciones, la pérdida de agua aumenta hasta 1.5 TO para planetas que orbitan estas mismas estrellas, a lo largo de 1 Gyr.

Con la finalidad de calcular la cantidad de agua perdida solamente debido a fulguraciones, se hizo la Figura 4.3, que muestra dos tipos de información a la vez. La primera es el valor absoluto de agua perdida solamente por fulguraciones (sombreado), es decir, la cantidad de agua perdida en simulaciones usando los módulos **STELLAR + FLARE** menos **STELLAR**. Los isocontornos representan el porcentaje de agua extra que escapa cuando se incluyen las fulguraciones.

Primero analizaremos el caso con la fase extendida de efecto invernadero desbocado, La Figura 4.3.b muestra que las fulguraciones por sí mismas pueden hacer escapar hasta 1.6 TO. Estos resultados también indican que las fulguraciones aumentan el escape de agua en hasta 100 % en planetas más masivos alrededor de enanas M menos

## 4. RESULTADOS

---

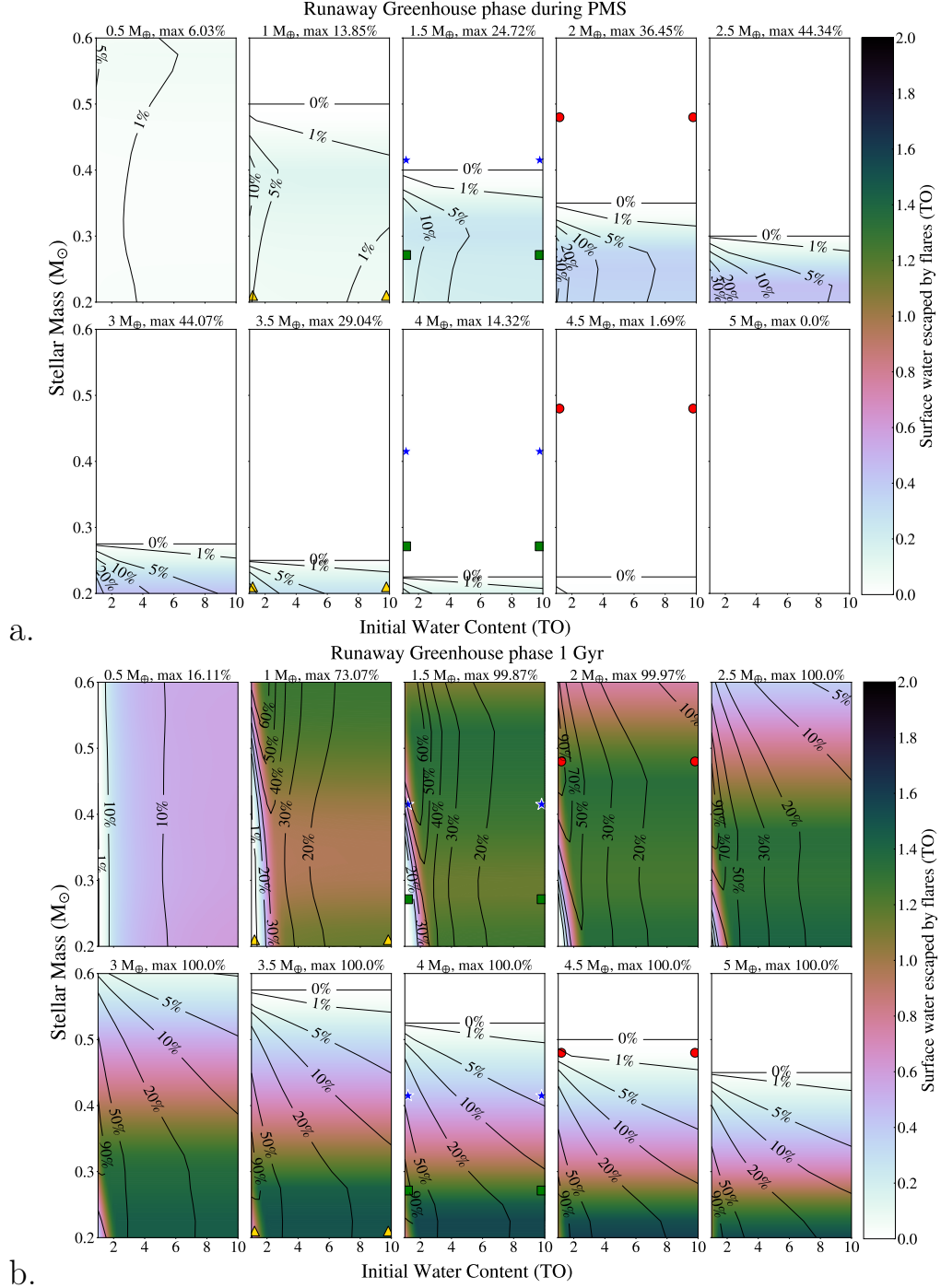
masivas. Cuando la estrella está en su estado quieto (paneles izquierdos de las Figuras 4.1 y 4.2), menos agua escapa en la misma situación, comparado a cuando se consideran fulguraciones (paneles derechos de las Figuras 4.1 y 4.2). En algunos casos el escape no ocurre, como en algunas regiones de los paneles izquierdos de las Figuras 4.1 y 4.2. Debido a eso, cuando se calculan los porcentajes, es posible notar grandes diferencias (isocontornos con valores mayores a 50 % en la Figura 4.3.b), y un patrón con mínimos y máximos que no sigue una tendencia específica en los isocontornos de la Figura 4.3.b.

Por otro lado, en los casos con efecto invernadero desbocado corto (Figura 4.3.a), los planetas iguales o menos masivos que  $2 M_{\oplus}$  pierden menos que 37 % de su agua debido a fulguraciones. La mayor diferencia ocurre en planetas con masa alrededor de  $2.5 M_{\oplus}$ , donde en las simulaciones que inician con menos de 2 TO alrededor de estrellas menos masivas que  $0.3 M_{\odot}$  pueden perder hasta 44 % más agua cuando la estrella está activa.

Otro aspecto importante que muestra la Figura 4.3.a es que en planetas con masa igual a la de la Tierra, las fulguraciones generan una pérdida de agua que no llega al 15 % (menos que 0.25 TO). Sin embargo, si el mismo planeta pasa por una fase extendida de efecto invernadero desbocado (Figura 4.3.b), el porcentaje sube a 73 %, lo que significa una pérdida de 1.3 TO aproximadamente.

En los paneles de la Figura 4.3.b, existen regiones donde el porcentaje de pérdida de agua es bajo (cuando la cantidad de agua inicial es baja y las simulaciones son hechas alrededor de enanas M tardías), dando a entender que las fulguraciones tienen poca o ninguna influencia en el proceso. Sin embargo, las fulguraciones aumentan el flujo incidente de XUV que llega a los planetas. Sabiendo esto, el efecto ocurre debido a que hay poca agua en estos casos, haciendo que no sea necesario un flujo de XUV tan alto para que escape toda el agua de la superficie del planeta. La pérdida total de agua se alcanza incluso sin fulguraciones, de manera que el efecto aparente es que las fulguraciones contribuyen muy poco a la pérdida de agua.

## 4.1 Planetas sintéticos terrestres alrededor de enanas rojas



**Figura 4.3:** Porcentaje de pérdida de agua debido exclusivamente a fulguraciones (isocontornos) y cantidad absoluta (sombreado en colores) en TO. a. Fase de efecto invernadero desbocado corta. b. Fase de efecto invernadero desbocado extensa. Los valores representados en colores de las figuras a y b son calculados a partir de la diferencia entre los valores en los paneles de la derecha menos los de los paneles de la izquierda de las Figuras 4.1 y 4.2, respectivamente.

### 4.1.2. Impacto de las fulguraciones en la acumulación de oxígeno atmosférico en función de la masa planetaria y estelar

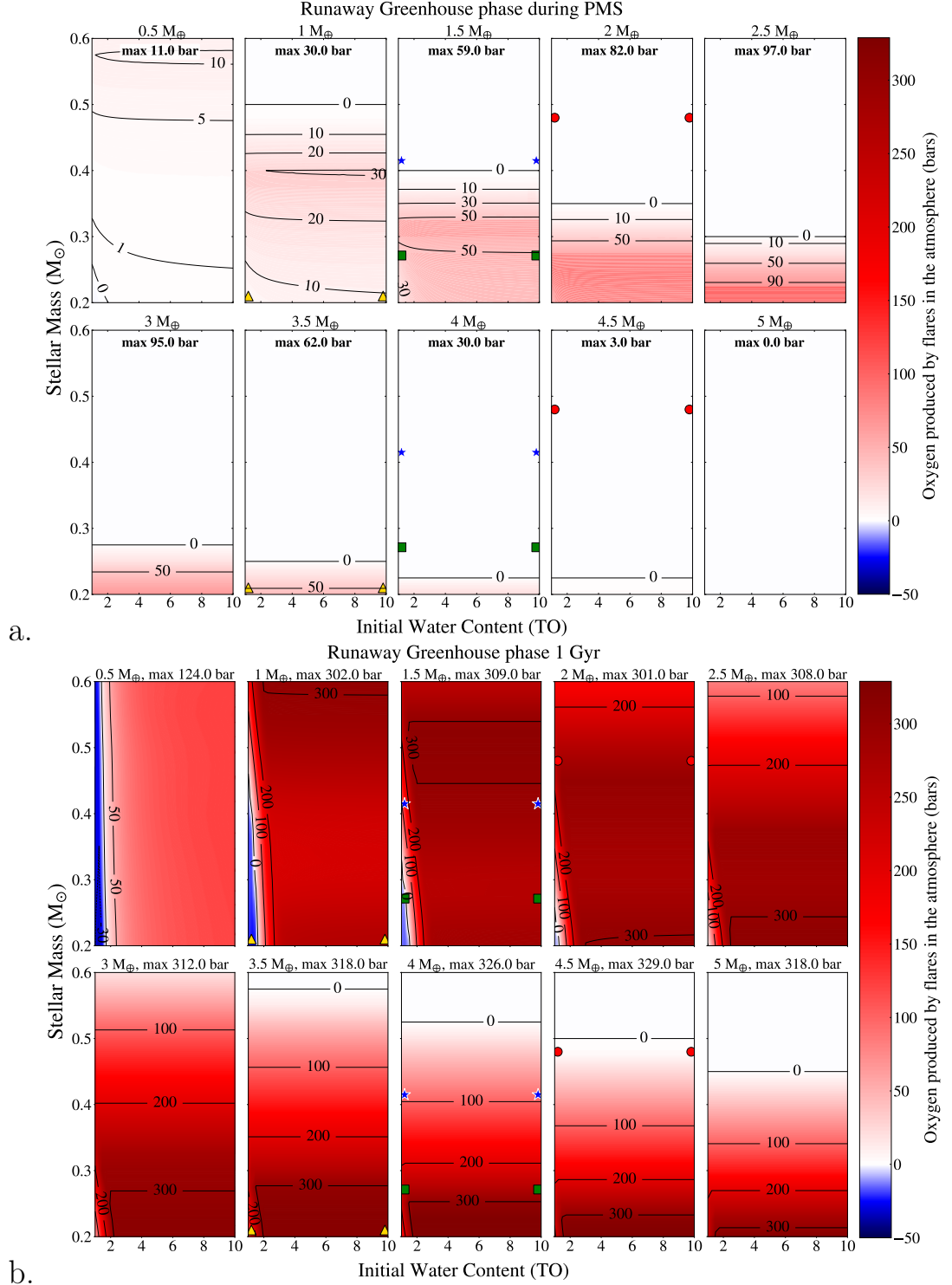
Como fue demostrado por [Luger and Barnes \(2015\)](#), el XUV proveniente de enanas M produce una acumulación de oxígeno en la atmósfera de planetas terrestres. Como se explicó en la sección [2.1.1.2](#), después de que el agua se fotoliza, el hidrógeno se transporta por difusión a la exobase y eventualmente escapa del planeta. El oxígeno, por otro lado, empieza a acumularse en la atmósfera, ya que tiene un peso atómico mayor.

En el escenario simulado por [Luger and Barnes \(2015\)](#) se demostró que el oxígeno atmosférico puede acumularse debido al XUV de estrellas en el estado quiescente, sin considerar fulguraciones. Podemos deducir que un aumento de XUV incidente en las atmósferas de los planetas puede llevar a añadir más oxígeno aún al sistema. Para entender cómo las fulguraciones generan este fenómeno, las Figuras [4.4.a](#) y [4.4.b](#) muestran la cantidad de oxígeno producida exclusivamente por el XUV de fulguraciones.

En las Figuras [4.4.a](#) y [4.4.b](#), las regiones de cantidad positiva (en rojo) representan cuánto oxígeno más se produce por las fulguraciones en comparación con el escenario donde sólo se incluye el XUV de la estrella en estado quiescente. Las regiones en blanco (donde no hay acumulación de oxígeno) significan dos situaciones: la primera es cuando la cantidad de oxígeno producida es igual con o sin fulguraciones (paneles superiores de la Figura [4.4.a](#)), mientras que la segunda ocurre cuando en ambos casos de actividad estelar no hay escape de agua, y por lo tanto, no hay acumulación de oxígeno en la atmósfera (paneles inferiores de las Figuras [4.4.a](#) y [4.4.b](#)).

Las regiones en azul significan que la cantidad de oxígeno atmosférico después de las fulguraciones es menor que la cantidad de oxígeno cuando no se incluyeron, lo que puede ser engañoso. En ese caso las fulguraciones también generaron más oxígeno que en un escenario quieto,

## 4.1 Planetas sintéticos terrestres alrededor de enanas rojas



**Figura 4.4:** Cantidad de oxígeno generada por la fotólisis del agua debido a fulguraciones (efecto del módulo FLARE), durante una a. fase de efecto invernadero desbocado corta y b. extensa. Esta Figura tiene formato análogo a la Figura 4.3, con la diferencia que los colores y los isocontornos representan la misma medida física.

## 4. RESULTADOS

---

sin embargo, el sistema entró en régimen hidrodinámico debido a las condiciones extremas de XUV que inciden sobre el planeta. El escape del hidrógeno en forma de flujo arrastra parte del oxígeno fuera del planeta, haciendo que, al final de la simulación, parezca que las fulguraciones acumulan menos oxígeno en la atmósfera de los planetas.

Las Figuras 4.4.a y 4.4.b muestran que las fulguraciones pueden producir cientos de bares de oxígeno de forma abiótica. Para una fase corta del efecto invernadero desbocado (Figura 4.4.a), los valores no pasan de 97 bares, y ocurren en planetas de masa igual a  $2.5 M_{\oplus}$ , orbitando enanas M menos masivas. Ya en la fase extendida (Figura 4.4.b), las fulguraciones pueden producir hasta 329 bares en planetas con masas alrededor de  $4.5 M_{\oplus}$ , también orbitando enanas M menos masivas.

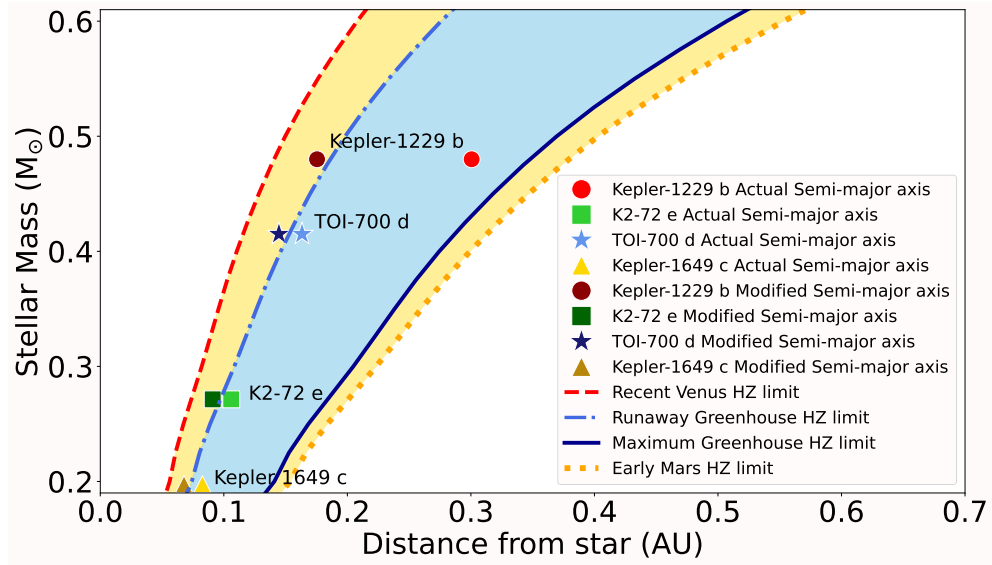
### 4.2. Planetas de baja masa alrededor de enanas rojas

Con la finalidad de probar si exoplanetas observados caen dentro de las predicciones de las simulaciones de los planetas hipotéticos, se simularon cuatro planetas con los parámetros físicos de exoplanetas conocidos: Kepler-1229 b, K2-72 e, TOI-700 d y Kepler-1649 c.

#### 4.2.1. Impacto de las fulguraciones a lo largo de 1 Gyr

Para estas simulaciones se considera que el efecto invernadero desbocado se detiene cuando la zona habitable alcanza la órbita del planeta, es decir, cuando el planeta deja de perder agua. La Figura 4.5 es una representación de la posición de los cuatro planetas simulados en la HZ. La Figura 4.6 muestra la evolución temporal de los parámetros relacionados con los cambios en el planeta: masa de la atmósfera

primordial de hidrógeno, cantidad de agua superficial, oxígeno en la atmósfera, posición en la HZ, razón de la luminosidad XUV con respecto a la bolométrica y flujo incidente de XUV. Los tonos oscuros indican las simulaciones donde se ha hecho una corrección en la posición de los planetas para ubicarlos a una distancia de la estrella equivalente a la de la Tierra.



**Figura 4.5:** Posición de los cuatro planetas reales elegidos con respecto a su estrella. El sombreado azul, limitado por las líneas punto-rayada (azul claro) y sólida (azul oscuro), representa la HZ conservadora, y la región entre la línea trazada (rojo) y punteada (naranja) representa la OHZ, siguiendo la definición de [Kopparapu et al. \(2014\)](#). Los planetas son representados con círculo (Kepler-1229 b), cuadrado (K2-72 e), estrella (TOI-700 d) y triángulo (Kepler-1649 c). Los tonos más claros de los símbolos de los planetas representan la distancia real de los planetas detectados. Los tonos más oscuros representan la distancia de 1 ua equivalente para cada uno de los planetas.

Las simulaciones de los planetas reales muestran que K2-72 e puede perder por completo su atmósfera primordial cuando las fulguraciones son incluidas. En este caso, la pérdida ocurre 800 Myr más temprano que en los casos donde solamente la radiación XUV quiescente de la estrella es considerada (primer panel de arriba hacia abajo del planeta K2-72 e, en verde, de la Figura 4.6) y el planeta está ubicado a la



## 4. RESULTADOS

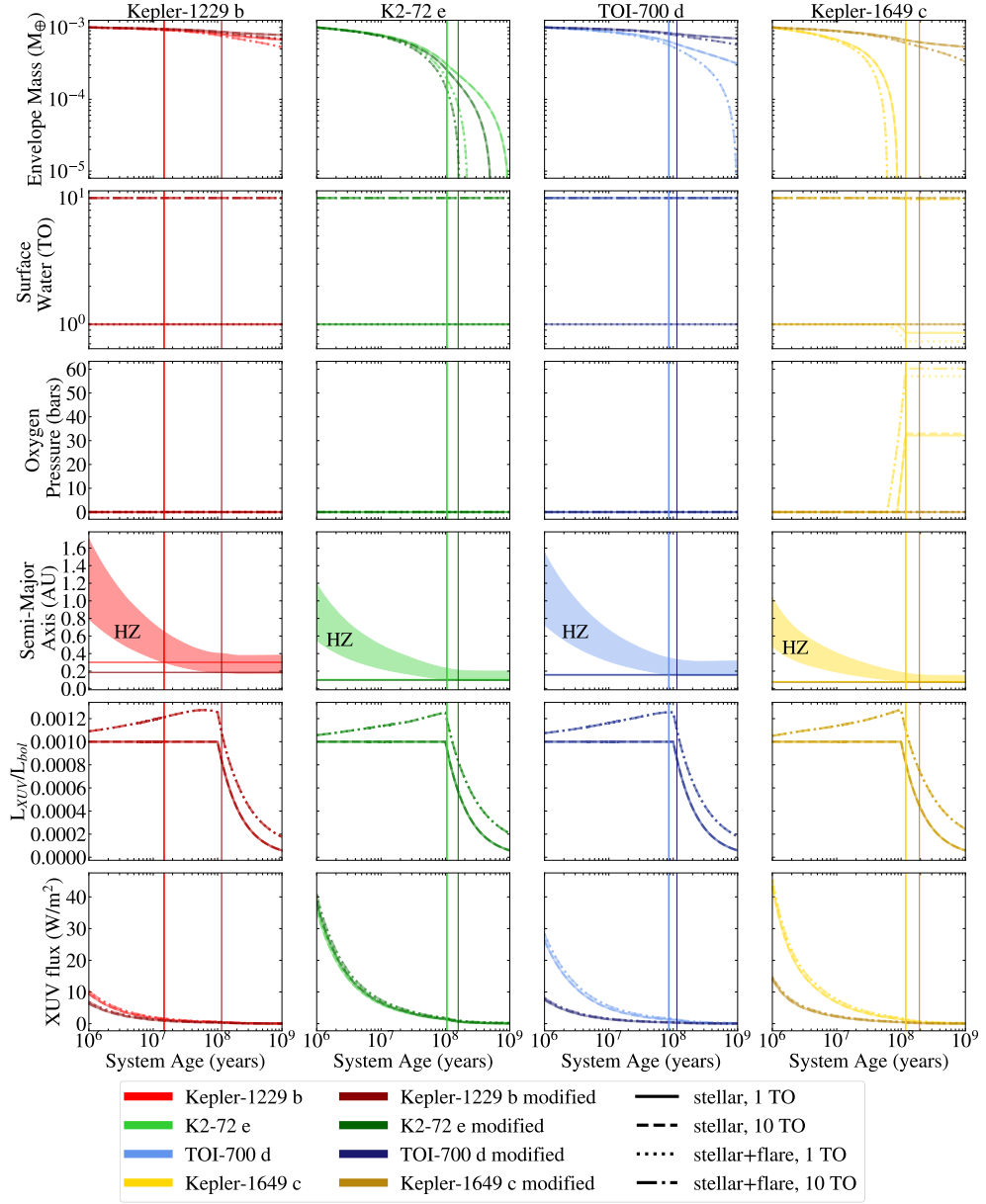
---

distancia real en la que se encuentra (no la distancia modificada de 1 ua equivalente). Sin embargo, el planeta no pierde agua debido a que entra en la HZ justo antes de perder toda su atmósfera.

El planeta Kepler-1649 c es el único de los cuatro planetas que pierde agua, aunque no toda. A diferencia de K2-72 e, en el caso de Kepler-1649 c tal proceso ocurre cuando el planeta está ubicado en la distancia modificada, que es más cercana a la estrella e independiente de la existencia o no de las fulguraciones en las simulaciones. Sin embargo, las fulguraciones adelantan la pérdida total de la atmósfera primordial en 30 Myr.

El planeta Kepler-1229 b tiene una masa de  $2.93 M_{\odot}$ , y por lo tanto, una mayor gravedad. Eso ayuda a que mantenga elementos más ligeros como el hidrógeno. Otro factor es el flujo de XUV incidente en el planeta, que no pasa de  $10 \text{ W/m}^2$ . Debido a eso, el planeta no pierde su atmósfera en ningún escenario simulado. TOI-700 d, mismo con menor masa que K2-72 e, tampoco pierde su envoltura primordial. En ese caso, la distancia también influye en la cantidad de flujo estelar, lo que hace que la pérdida atmosférica sea menor. Todos estos resultados coinciden con los escenarios hipotéticos (ver Figura 4.2 , 4.3 y 4.4), y confirman que el impacto de las fulguraciones en la pérdida atmosférica depende fuertemente de las características específicas de cada planeta.

## 4.2 Planetas de baja masa alrededor de enanas rojas



**Figura 4.6:** Evolución temporal de los parámetros planetarios para 4 exoplanetas conocidos. De arriba hacia abajo: masa atmosférica, cantidad de agua superficial, oxígeno atmosférico, posición de la HZ con respecto a la estrella huésped, razón entre la luminosidad XUV y bolométrica de la estrella y flujo de XUV incidente en el planeta. Las líneas verticales representan en momento en que el planeta entra en la HZ. Las simulaciones que usaron solamente el módulo **STELLAR** y empezaron con una cantidad de agua inicial de 1 TO y 10 TO, están representadas, respectivamente, por curvas sólidas y de rayas. Las simulaciones que usaron el módulo **STELLAR** y **FLARE**, y empezaron con una cantidad de agua inicial de 1 TO y 10 TO, están representadas, respectivamente, por curvas punteadas y punto-rayadas.



## Discusión

---

### 5.1. Dependencia de la cantidad final de agua superficial de planetas tipo Tierra con la masa estelar y planetaria

Después de realizar las simulaciones con los parámetros mostrados en la Tabla 3.1, se tomaron los valores de las cantidades finales de agua para cada planeta simulado. Con estos datos, también se calculó el porcentaje de agua perdida (con respecto al valor inicial) para cada planeta.

Los resultados de las simulaciones de los planetas hipotéticos en este trabajo sugieren fuertes correlaciones entre los parámetros estelares, planetarios y el contenido final de agua. Para cuantificar estas relaciones, se aplicó la correlación de Pearson en esos datos. La correlación de Pearson asume una dependencia lineal de un par de parámetros. Para utilizar esta prueba, consideramos que los datos están linealmente correlacionados. El coeficiente de Pearson varía de -1 (perfectamente anticorrelacionado) a 1 (perfectamente correlacionado). Un coeficiente de Pearson igual a cero significa que los conjuntos de datos no están linealmente correlacionados.

## 5. DISCUSIÓN

---

La figura 5.1 muestra los resultados de este análisis con respecto al porcentaje de agua superficial, para los cuatro escenarios (pérdida de agua en la HZ e inclusión de fulguraciones). Los paneles (b) y (d) incluyen fulguraciones; los paneles (c) y (d) asumen que los planetas no pierden agua en la HZ (la fase de efecto invernadero desbocado ocurre solo durante la PMS).

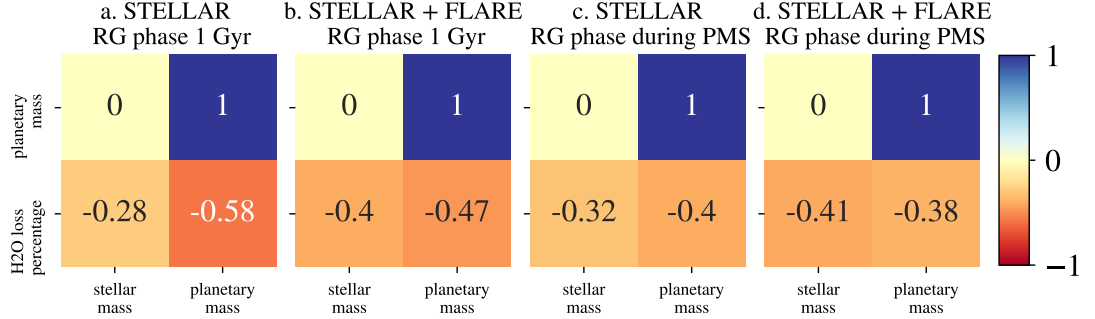
En todos los casos, la prueba de Pearson confirma que las masas estelares y planetarias están inversamente correlacionadas con la cantidad de agua perdida, es decir, las estrellas menos masivas juegan un papel importante en la pérdida de agua. Aunque las estrellas más masivas tienen tasas de fulguraciones más altas en nuestro modelo, su fase de PMS es más corta y, por lo tanto, se pierde menos agua.

Para el escenario donde se consideran fulguraciones (paneles (b) y (d) de la Figura 5.1), la correlación entre la pérdida de agua con la masa estelar aumenta en comparación con los casos sin fulguraciones. Cuando asumimos que el planeta permanece en una fase de invernadero desbocado durante 1 Gyr (paneles (a) y (b) de la figura 5.1), la correlación entre la cantidad final de agua y la masa estelar disminuye en comparación con la masa del planeta porque la pérdida de agua es independiente de la duración de la PMS.

Los planetas más masivos poseen una gravedad más fuerte y retienen su atmósfera y agua más fácilmente que los planetas menos masivos, especialmente cuando el planeta permanece en la fase de efecto invernadero desbocado por 1 Gyr. Si sólo se considera el XUV del estado quiescente de la estrella, el valor de correlación es -0,58. Cuando se agregaron fulguraciones a la evolución estelar, la correlación cae a un valor de -0.47. Esto pasa porqué la FFD cambia con la masa estelar, haciendo que la influencia de las fulguraciones aumenten el peso de la dependencia de la pérdida de agua con la masa estelar, disminuyendo la importancia de la masa planetaria.

Esta tendencia con respecto a la masa estelar depende de la duración de la fase de efecto invernadero desbocado. Cuando la fase de efecto invernadero desbocado es la misma para todas las masas estelares (paneles (a) y (b)), la dependencia de la masa estelar es más débil que cuando el efecto invernadero fuera de control se detiene cuando

## 5.1 Dependencia de la cantidad final de agua superficial de planetas tipo Tierra con la masa estelar y planetaria



**Figura 5.1:** Coeficiente de correlación de Pearson para la cantidad final de agua para cuatro casos diferentes. El panel (a) asume que los planetas pierden agua en la HZ (efecto invernadero desbocado extendido) y no incluye fulguraciones. El panel (b) también asume que los planetas pierden agua en la HZ, pero que la estrella huésped es activa. Los paneles (c) y (d) asumen que la pérdida de agua se detiene en la HZ (el efecto invernadero desbocado de fase corta), con el panel (c) excluyendo las fulguraciones y el panel (d) incluyéndolas. Los valores en los paneles representan el valor del coeficiente de correlación de Pearson (ver texto).

el planeta entra en la HZ (paneles (c) y (d)). En ese caso, la pérdida de agua depende casi por igual de la masa planetaria (-0.4 y -0.38, respectivamente), pero la masa estelar es más relevante cuando las fulguraciones son consideradas en las simulaciones (ver panel (d)), ya que la FFD depende de la masa estelar. En este caso, el coeficiente de Pearson es -0.41 (panel (d)), frente a un valor de -0.32 cuando no se toman en cuenta las fulguraciones (panel (c)).

Finalmente, se notó que el modelo de FFD de [Davenport et al. \(2019\)](#) contiene incertidumbres que no se reflejan en este análisis. En ese trabajo, los autores solo consideraron unas pocas estrellas enanas M en su muestra, donde las fulguraciones observadas tienen altas energías ( $> 31.5$  ergs) y sus estrellas analizadas están todas activas. Es probable que estas limitaciones hagan que nuestros resultados sean un límite superior de los escenarios simulados. Las futuras observaciones de fulguraciones de enanas M (p. ej., logradas con TESS) probablemente requerirán modificaciones de la FFD en función de la masa estelar y el tiempo. Cuando tal esfuerzo se haya completado, los re-

sultados presentados aquí deberán revisarse.

### 5.2. Impacto de las fulguraciones en planetas reales alrededor de enanas rojas

En el presente trabajo, las simulaciones de planetas conocidos revelaron una amplia gama de trayectorias evolutivas plausibles. Sin embargo, es probable que el rango esté subestimado. Asumimos que los planetas orbitan estrellas activas, pero probablemente ese no sea el caso para muchos de ellos.

La estrella TOI-700 tiene un período de rotación de 54 días, lo que es considerado lento (Newton et al., 2017; Gilbert et al., 2020; Rodriguez et al., 2020), y indica que esta estrella no está actualmente activa. Sin embargo, el reciente trabajo de (Howard, 2022) muestra que TOI-700 posee una tasa de fulguración igual a una fulguración con energía igual a  $10^{34}$  ergs cada cuatro años. Kepler-1229 tiene un periodo de rotación de 17.63 días (Torres et al., 2017), por lo que podría ser activa, pero al igual que K2-72 y Kepler-1649, no tiene actividad ni fulguraciones reportadas en la literatura. Sin embargo, todas estas observaciones corresponden a sus condiciones actuales y, dado que la actividad estelar disminuye con el tiempo (West et al., 2008), los resultados presentados aquí aún pueden ser representativos de su evolución temprana. De lo contrario, esos resultados pueden considerarse un límite superior (el peor de los casos) del ambiente al que están expuestos estos planetas.

Un estudio hecho por Cohen et al. (2020) descubrió que TOI-700 d no se encuentra en un ambiente de clima espacial extremo, en comparación con la Tierra, incluso considerando un fuerte evento de eyección de masa coronal (CME). Otro trabajo, hecho por Dong et al. (2020), descubrió que la atmósfera del planeta podría desaparecer en 1 Gyr si el planeta no está magnetizado. Este resultado es consistente con el presente trabajo, como muestra la Figura 4.6. Si se extrapolan los

resultados, la atmósfera de TOI-700 d podría perderse después de 1 Gyr.

Sin embargo, hay que considerar que las simulaciones también predicen que se puede retener agua, incluso cuando se consideran fulguraciones. El único caso que presentó una pérdida significativa de agua fue Kepler-1649 c, perdiendo 0.16 TO más que cuando solamente se considera la estrella en su estado quieto. Este resultado probablemente se debe a la corta distancia orbital y la pequeña masa estelar, que aumentan el tiempo que el planeta está en la zona interior a la HZ.

Los resultados presentados aquí para estos planetas podrían ser confirmados con observaciones del JWST, como lo muestran [Lustig-Yaeger et al. \(2019\)](#). En este trabajo se utilizan los planetas del sistema planetario alrededor de TRAPPIST-1 para demostrar que es posible detectar oxígeno molecular ( $O_2$ ) y agua en sus atmósferas, utilizando espectroscopía de transmisión con el JWST, siempre y cuando el planeta no presente nubes en su atmósfera [Lustig-Yaeger et al. \(2019\)](#); [Komacek et al. \(2020\)](#).

Otros trabajos muestran también que es posible detectar  $CH_4$ ,  $CO_2$ , oxígeno y agua en planetas tipo Tierra, sin nubes y orbitando estrellas entre 0.2 y 0.6  $M_\odot$  (como las usadas en las simulaciones de este trabajo) que estén a una distancia de 10 y 15 pc ([Gialluca et al., 2021](#)). Sin embargo, aunque la detección del agua sea fácil para planetas rocosos, en caso de que el planeta presente  $CO_2$  u otros gases en su atmósfera, la banda del agua puede superponerse a las de estos gases, dificultando su detección ([Ding and Wordsworth, 2022](#)).

### 5.3. Implicaciones en la habitabilidad planetaria

Los resultados muestran que las simulaciones de los planetas que orbitan estrellas enanas M más masivas presentan una tendencia de menor de pérdida de agua. También se vio que los planetas masivos,



## 5. DISCUSIÓN

---

debido a su gravedad, son más probables de mantener el agua en su superficie. Eso implica que la búsqueda de planetas potencialmente habitables alrededor de estrellas del tipo enana M debe centrarse preferencialmente en sistemas donde la estrella huésped es más masiva y los planetas sean supertierras.

Si consideramos los resultados obtenidos en el presente trabajo, sería posible predecir la cantidad máxima de agua que perderían los planetas del catálogo del PHL, ubicando los sistemas dentro la Figura 4.3.b, considerando la masa del planeta y de la estrella del sistema. Sistemas como GJ 273, que presenta dos planetas tipo terrestres con masas mínimas de 2.89 y 1.18  $M_{\oplus}$  (Astudillo-Defru et al., 2017), podrían presentar una pérdida de agua de hasta 1 y 1.3 TO, respectivamente. Por otro lado, Kepler-705 b, de masa 5.09  $M_{\oplus}$  que orbita una enana M de masa 0.534  $M_{\odot}$  (Torres et al., 2017), mantendría toda su agua por al menos 1 Gyr.

Los resultados de las Figuras 4.4.a y 4.4.b muestran que la cantidad de oxígeno acumulada en planetas de 1  $M_{\oplus}$  después de 1 Gyr de evolución estelar, producidos únicamente por fulguraciones, es de máximo 300 bares, cuando el planeta pasa por una fase de efecto invernadero desbocado a lo largo de toda su evolución. Sin embargo, cuando el planeta entra en la fase de efecto invernadero desbocado únicamente durante la PMS de la estrella (como el caso de la Tierra), el valor pasa a ser de máximo 30 bares. Se comparamos este valor con la cantidad de oxígeno en la Tierra, que es de 0.21 bares, el resultado significa que las fulguraciones solas generan casi 143 veces más oxígeno que la cantidad actual en la Tierra.

Debido a que el modelo usado en el presente trabajo no se aplica a estrellas de masa menor a 0.2  $M_{\odot}$ , no es posible dar una estimación del impacto de las fulguraciones en los planetas de los sistemas de Proxima Centauri y TRAPPIST-1. Considerando eso, en el futuro, se propone que se hagan las mismas simulaciones hechas en este trabajo, pero considerando un modelo de FFD que incluya enanas M de masa menor a 0.2  $M_{\odot}$ .

En el presente trabajo no se ha considerado la presencia de un campo magnético en los planetas. Sin embargo, se ha visto en planetas del

sistema solar que el campo magnético influye en la pérdida atmosférica, previniendo el escape. **Un ejemplo de la importancia del campo magnético y su impacto en el escape atmosférico es Marte** (Dehant et al., 2007; Fang et al., 2015), que no posee una campo magnético análogo al de la Tierra, aunque presenta una ionosfera, producto de la interacción de la radiación ionizante del Sol con su atmósfera (Whitten and Colin, 1974; Nagy et al., 2004). Estudios muestran que el planeta perdió el equivalente a 10 m de agua en su superficie en los últimos 3.5 Gyr, pero debido a la pérdida de su campo magnético, la ionosfera del planeta quedó expuesta a la interacción con el viento solar (Perez-de Tejada, 1992). Tal proceso posibilitó que el agua atmosférica fuera fotolizada y escapara en forma de iones (Perez-de Tejada, 1992; Lundin et al., 1991; Yiğit, 2021).



# Conclusiones

---

El presente trabajo tuvo como objetivo calcular la pérdida atmosférica de planetas tipo terrestre en la HZ de estrellas del tipo enana M, más específicamente la pérdida de agua de estos planetas debido al impacto de fulguraciones. Aquí fueron ejecutadas simulaciones que cubrieron un rango de parámetros que describen la evolución de una estrella y de la atmósfera de un planeta, con la finalidad de estimar en qué casos es posible que el agua esté en la superficie de un planeta en la forma líquida. Las simulaciones fueron hechas empleando el código **VPlanet** (Barnes et al., 2020), añadiendo un nuevo módulo al código que agrega el XUV debido a fulguraciones en la evolución de la estrella.

Fueron considerados planetas con masas entre 0.5 y 5  $M_{\oplus}$ , alrededor de estrellas con masa entre 0.2 y 0.6  $M_{\odot}$ , y fulguraciones con energías entre  $10^{33}$  y  $10^{36}$  ergs. También fueron realizadas simulaciones análogas a las hechas con planetas hipotéticos en cuatro planetas reales (Kepler-1229 b, K2-72 e, TOI-700 d y Kepler-1649 c), con la finalidad de comprobar que los resultados podrían predecir el escape en planetas conocidos.

A través de estas simulaciones, se encontró que:

1. La pérdida de agua debida solamente a fulguraciones no excede el valor de 1.6 TO para planetas terrestres hasta 5  $M_{\oplus}$  (Figura 4.3.b, paneles inferiores);

## 6. CONCLUSIONES

---

2. Planetas alrededor de enanas M menos masivas presentan las mayores pérdidas de agua. Sin embargo, cuando analizamos planetas de  $1 M_{\oplus}$  alrededor de enanas M activas, la pérdida de agua debido a las fulguraciones no cambia por más de 0.5 TO en comparación a estrellas más masivas (panel de las simulaciones de planetas con  $1 M_{\oplus}$ , en el lado derecho de las Figuras 4.1 y 4.2);
3. La pérdida del agua está más correlacionada con la masa planetaria que con la masa de la estrella, cuando el planeta experimenta un efecto invernadero desbocado de 1 Gyr (Figura 5.1, paneles a y b);
4. Cuando el efecto invernadero desbocado ocurre solamente durante la PMS, la masa estelar va a ser más importante cuando la estrella es activa (Figura 5.1, panel d). De lo contrario, la masa planetaria tiene más influencia en la pérdida de agua (Figura 5.1, panel c);
5. Las fulguraciones pueden generar hasta cientos de bares de oxígeno de forma abiótica en una atmósfera sin sumideros, en concordancia con Luger and Barnes (2015) (Figura 4.4.b). Estos valores son equivalentes a más de 1000 veces los valores actuales de oxígeno en la atmósfera terrestre actual;
6. Las fulguraciones aumentan en aproximadamente 10 % la emisión del XUV en enanas M, comparado a la emisión quiescente de la estrella (Figura 2.8, panel d).

Es importante resaltar que en este trabajo no se ha considerado sumideros (como el secuestro del oxígeno en la corteza del planeta) ni procesos de enfriamiento en la atmósfera (como pérdida de energía por procesos radiativos y cobertura de nubes), debido a limitaciones del código utilizado. Como parte de este trabajo, se agregó el modelo de FFD de Davenport et al. (2019) al código VPlanet (Barnes et al., 2020), a través del módulo llamado FLARE (Amaral et al., 2022), que fue validado reproduciendo los resultados de Davenport et al. (2019).

---

El código es de libre acceso y está disponible en <https://github.com/VirtualPlanetaryLaboratory/vplanet>.



# Índice de acrónimos

---

|                |                                                                                                |
|----------------|------------------------------------------------------------------------------------------------|
| <b>AIA</b>     | <i>Atmospheric Imaging Assembly</i>                                                            |
| <b>CME</b>     | Eyección de Masa Coronal, del inglés<br><i>Coronal Mass Ejection</i>                           |
| <b>CSA</b>     | <i>Canadian Space Agency</i>                                                                   |
| <b>ESA</b>     | <i>European Space Agency</i>                                                                   |
| <b>ESI</b>     | Índice de Similitud con la Tierra, del inglés<br><i>Earth Similarity Index</i>                 |
| <b>EUV</b>     | Extremo Ultravioleta                                                                           |
| <b>FFD</b>     | Distribución de Frecuencia de Fulguraciones,<br>del inglés <i>Flare Frequency Distribution</i> |
| <b>FUV</b>     | Ultravioleta lejano, del inglés <i>Far Ultraviolet</i>                                         |
| <b>GOES</b>    | <i>Geostationary Operational Environmental<br/>Satellite</i>                                   |
| <b>GOLF</b>    | <i>Global Oscillations at Low Frequencies</i>                                                  |
| <b>HARPS-N</b> | <i>High Accuracy Radial velocity Planet<br/>Searcher North</i>                                 |



## A. ÍNDICE DE ACRÓNIMOS

---

|                |                                                                                                  |
|----------------|--------------------------------------------------------------------------------------------------|
| <b>HMI</b>     | <i>Helioseismic and Magnetic Imager</i>                                                          |
| <b>HST</b>     | <i>Hubble Space Telescope</i>                                                                    |
| <b>HXR</b>     | Rayos X duros, del inglés <i>Hard X-Rays</i>                                                     |
| <b>HZ</b>      | Zona Habitable, del inglés <i>Habitable Zone</i>                                                 |
| <b>ICME</b>    | Eyección de Masa Coronal Interplanetaria, del inglés <i>Interplanetary Coronal Mass Ejection</i> |
| <b>IRAC</b>    | <i>Infrared Array Camera</i>                                                                     |
| <b>JWST</b>    | <i>James Webb Space Telescope</i>                                                                |
| <b>K2</b>      | <i>Kepler Second Light</i>                                                                       |
| <b>LUVOIR</b>  | <i>Large Ultraviolet Optical Infrared Surveyor</i>                                               |
| <b>MDI</b>     | <i>Michelson Doppler Imager</i>                                                                  |
| <b>MUSCLES</b> | <i>Measurements of the Ultraviolet Spectral Characteristics of Low-mass Exoplanetary Systems</i> |
| <b>MS</b>      | Secuencia Principal, del inglés <i>Main Sequence</i>                                             |
| <b>NASA</b>    | <i>National Aeronautics and Space Administration</i>                                             |
| <b>NIRISS</b>  | <i>Near-Infrared Imager and Slitless Spectrograph</i>                                            |
| <b>OHZ</b>     | Zona Habitable Optimista, del inglés <i>Optimistic Habitable Zone</i>                            |
| <b>PHL</b>     | <i>Planetary Habitability Laboratory</i>                                                         |

---

|            |                                                                                 |
|------------|---------------------------------------------------------------------------------|
| <b>PMS</b> | Presecuencia Principal, del inglés <i>Pre-Main Sequence</i>                     |
| <b>SDO</b> | <i>Solar Dynamics Observatory</i>                                               |
| <b>SIR</b> | Región de Interacción de Corriente, del inglés <i>Stream Interaction Region</i> |



# Publicaciones

---

El trabajo desarrollado en la presente tesis ha generado tres producciones científicas:

- [Amaral et al. \(2022\)](#) (que se muestra en la siguiente página), publicado en la revista científica *Astrophysical Journal*, que se enfoca en calcular el escape de agua en la superficie de planetas terrestres al rededor de enanas M y abarca escenarios con diferentes rangos de masa estelar, planetaria y agua al inicio de la evolución del planeta;
- Amaral et al. 2023 (en preparación), dónde el objetivo del trabajo es calcular la pérdida de agua en la superficie del planeta Proxima Centauri b ([Anglada-Escudé et al., 2016](#)), que orbita una enana tipo M5.5V, a través de una aproximación Bayesiana, aplicando el módulo FLARE, desarrollado aquí;
- Fromont et al. 2023 (en preparación), cuyo objetivo es calcular la pérdida atmosférica de los planetas terrestres L98-59 b, L98-59 c y L98-59 d, del sistema L98-59.



# The Contribution of M-dwarf Flares to the Thermal Escape of Potentially Habitable Planet Atmospheres

Laura N. R. do Amaral<sup>1</sup> , Rory Barnes<sup>2</sup> , Antígona Segura<sup>1</sup> , and Rodrigo Luger<sup>3,4</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Ciencias Nucleares, Universidad Nacional Autónoma de México, Cto. Exterior S/N, C.U., Coyoacán, 04510 Ciudad de México, CDMX; [laura.nevesdoamaral@gmail.com](mailto:laura.nevesdoamaral@gmail.com)

<sup>2</sup> Department of Astronomy, University of Washington, Seattle, WA 98105, USA

<sup>3</sup> Center for Computational Astrophysics, Flatiron Institute, 162 Fifth Ave, New York, NY 10010, USA

<sup>4</sup> NASA Virtual Planetary Laboratory Lead Team, USA

Received 2021 August 10; revised 2022 January 24; accepted 2022 February 2; published 2022 March 23

## Abstract

The habitability of planets around M dwarfs ( $\lesssim 0.5 M_{\odot}$ ) can be affected by the X-rays + extreme UV (XUV) emission of these stars, with flares occasionally increasing the XUV flux by more than 2 orders of magnitude above quiescent levels. This wavelength range can warm and ionize terrestrial planets' upper atmospheres, which expands the planetary radius and promotes atmospheric loss. In this work, we study the contribution of the XUV flux due to flares on the atmospheric escape of Earth-like planets orbiting M dwarfs through numerical simulations. We considered the first Gyr of planets with initial surface water abundances between 1 and 10 terrestrial oceans (TO), a small primordial hydrogen envelope ( $\leq 10^{-3} M_{\oplus}$ ), and with host-star masses between 0.2 and 0.6  $M_{\odot}$ . In this parameter range, we find that flares can remove up to two TO more than nonflaring stars, which, in some cases, translates to a doubling of the total water loss. We also find that flaring can increase atmospheric oxygen partial pressures by hundreds of bars in some cases. These results were obtained by adding a new module for flares to the VPLanet software package and upgrading its atmospheric escape module to account for Roche lobe overflow and radiation/recombination-limited escape.

*Unified Astronomy Thesaurus concepts:* Stellar flares (1603); Exoplanet atmospheres (487); Star-planet interactions (2177); Habitable planets (695)

## 1. Introduction

Given the habitability of the Earth, it is reasonable to assume that potentially habitable planets may similarly consist of an iron-silicate interior and a liquid water surface ocean. For the purposes of this work, we will call such planets “Earth-like” planets.

To maintain surface water, the planet must have an atmosphere with greenhouse gases, which provides the pressure and temperature profile to maintain liquid water and avoid catastrophic water escape (Watson et al. 1981; Kasting 1988; Barnes et al. 2013; Wordsworth & Pierrehumbert 2013; Luger & Barnes 2015).

As water is a solvent for a large number of biochemical reactions that facilitate prebiotic chemistry (Cockell et al. 2016), any process that can remove it is relevant for the search for life in the universe. Here we consider how X-rays + extreme UV (XUV; 0.1–100 nm; Ribas et al. 2005) emission from stellar flares can photolyze atmospheric water and drive hydrogen escape to assess stellar flares impact on planetary habitability.

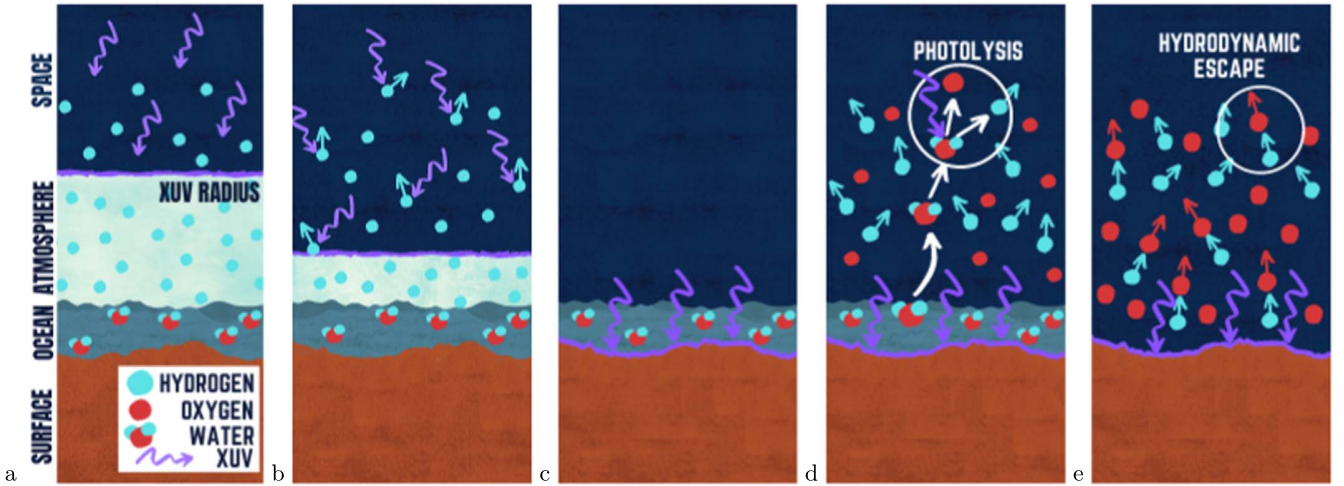
In order for a planet's surface temperature to be in the range for liquid water, the planet must receive an appropriate amount of energy from its star. The range of orbits around a particular star for which this condition is met for Earth-like planets is often called the habitable zone (HZ; Dole 1964; Kasting et al. 1993; Kopparapu 2013). The M stars (0.07–0.6  $M_{\odot}$ ) of the main sequence (also called M dwarfs) are currently the most

observationally accessible targets for the search and characterization of Earth-like exoplanets (Billings 2011; Shields et al. 2016; Fujii et al. 2018) because most stars are M dwarfs (Bochanski et al. 2010), and Earth-like planets are relatively large and massive compared to their host star. Moreover, these stars stay on the main sequence (MS) stage for  $10^{11}$  yr (Laughlin et al. 1997; Baraffe et al. 1998; Dotter et al. 2008), which is clearly much longer than the time it took for life to emerge on Earth. Preliminary reconnaissance of M dwarfs has revealed that 50% host an Earth-like planet (Garrett et al. 2018; Tuomi et al. 2019), so the Galaxy may be teeming with Earth-sized planets orbiting in the HZ of these low-mass stars.

However, the habitability of M-dwarf planets can be severely compromised by certain characteristics of these stars. For example, M dwarfs may require billions of years to reach the main sequence (Hayashi 1966; Laughlin et al. 1997; Baraffe et al. 1998), during which time these stars can follow the Hayashi track for over 1 billion years, with luminosities that can be over 1000 times larger than their zero-age main sequence luminosities. This change causes the HZ to move inward until the stars' cores begin to burn hydrogen (Ramirez & Kaltenegger 2014; Luger & Barnes 2015; Tian & Ida 2015). Once on the MS, the typical HZ for an M dwarf is at  $\leq 0.25$  au (Kasting et al. 1993). Luger & Barnes (2015) studied the impact of the pre-MS evolution (PMS) of the XUV radiation on M-dwarf planets and found that planets in the MS HZ might have experienced millions to billions of years of desiccating conditions, potentially rendering them dry and uninhabitable today. Additionally they showed that the desiccation process (water photolysis followed by hydrogen escape) could produce thousands of bars of oxygen. On the other hand, Luger et al. (2015) demonstrated that water escape can be suppressed if 1%



Original content from this work may be used under the terms of the [Creative Commons Attribution 4.0 licence](https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/). Any further distribution of this work must maintain attribution to the author(s) and the title of the work, journal citation and DOI.



**Figure 1.** Schematic of atmospheric and surface water escape in our model. The darkest blue represents space, and the lighter blue backgrounds, from top to bottom, represent the H envelope, the troposphere, and the ocean. The brown background (at the bottom of the figure) represents the planetary surface. The light blue dots are the hydrogen atoms, and the red dots the oxygen atoms. The purple arrows are the XUV radiation incoming from the planet. The horizontal purple curve is the XUV radius (where the optical depth of XUV is unity). See description in the text for more details. [Plots/Scheme](#).

of the planet’s initial mass is in the form of a hydrogen atmosphere. In such a “habitable evaporated core” scenario, the hydrogen envelope insulates the water from the XUV radiation. Barnes et al. (2016) applied this model to Proxima Centauri b and found that it could lose 5 times the water content of the modern Earth during the pre-main sequence.

Another feature of M dwarfs is their strong variations in X-ray and extreme ultraviolet wavelengths, e.g., through stellar flares. Compared to the Sun, M-dwarf flares are more frequent and energetic (relative to the bolometric luminosity). While for the Sun the most energetic flares reach  $10^{32}$  ergs and occur about once per solar cycle (Youngblood et al. 2017), for some M dwarfs, flare events with this same energy (or more) happen every day (Audard et al. 2000; Hawley et al. 2014). Tilley et al. (2019) showed that UV radiation and proton fluxes from repeated flaring can deplete the ozone layer of an Earth-like planet by 94% over 10 yr, so the oxygen left over from photolysis may be elemental. Estrela et al. (2020) analyzed the impact of the UV radiation from flares on the potentially habitable planets of TRAPPIST-1 (an M8V star) and found that organisms that are nonresistant to UV could survive only if their habitats are deeper than 8 m below an ocean surface, or if the planet has an ozone layer. These studies highlight the importance of considering flares when assessing a planet’s habitability.

The XUV radiation emitted by M dwarfs (by chromospheric sources and flare events) ionizes and heats the exosphere of planetary atmospheres, slightly displacing it from hydrostatic equilibrium (Murray-Clay et al. 2009). This process generates an expansion of the atmosphere, where the exobase increases its radius, facilitating the escape because the cross section of the atmosphere increases during periods of high levels of XUV radiation (i.e., when the flaring is more frequent or when the star is more active) than in quiet periods (France et al. 2020). Previous works have analyzed some of the impacts of XUV radiation from flares in the atmospheric escape of planets. A study by Atri & Mogan (2021) showed that XUV from flares (with a constant rate through the time) can drive, over 1 Gyr, escape rates of  $3.38 \times 10^{-4} M_{\oplus}$ ,  $3.35 \times 10^{-4} M_{\oplus}$ ,  $1.46 \times 10^{-4} M_{\oplus}$  for planets around stars of M4–M10, M0–M4, and FGK

types, respectively. Similarly, a study by France et al. (2020) analyzed the impact of three flares from Barnard’s star in the atmosphere of an (unmagnetized) Earth-like planet and showed that these events can drive off the equivalent of  $\sim 90$  Earth atmospheres in a period of 1 Gyr.

Despite the impressive research into flaring and atmospheric escape, no study has yet evaluated how XUV emission from flares affects water loss and oxygen buildup in the atmospheres of planets orbiting M dwarfs. In this work, we present such analysis. To complete this task, we created a new module in the numerical code VPlanet (Barnes et al. 2020) that simulates the contribution of XUV by flares to the incident flux on an Earth-like planet and the resultant water photolysis, hydrogen escape, and oxygen accumulation. We employ a model for flares for stars between  $0.2$  and  $0.6 M_{\odot}$  (Davenport et al. 2019) and have added this module, called FLARE, to the VPlanet codebase.<sup>5</sup>

We divide this paper into the following sections. In Section 2, we describe and validate the FLARE module. In Section 2.5 we explain the simulated physical systems. Section 3 shows the results of the flare’s influence when the model was applied to planets with a mass between  $0.5$  and  $5 M_{\oplus}$  around different M dwarf types and to four real planets. In Section 4, we discuss the results, and in Section 5 we present the conclusions of our work. Note that the source code, simulation data, the input files, and the scripts that generate the figures and the figures are available online.<sup>6</sup>

## 2. Model Description

In this section we present our physical models and numerical methods for simulating flares and atmospheric escape. To perform our simulations, we use the VPlanet software package that couples these processes. For this investigation, we have developed a new module for stellar flaring called FLARE, so we also present the validation of this model in this section.

<sup>5</sup> VPlanet is publicly available at <https://github.com/VirtualPlanetaryLaboratory/VPlanet>.

<sup>6</sup> <https://github.com/lauraamaral/WaterEscapeFlares> and <https://github.com/VirtualPlanetaryLaboratory/VPlanet>

Figure 1 illustrates the physical processes in our model, which assumes all relevant planets form with an H envelope. The first panel, 1(a), shows the system at the beginning of the simulation. Here, the XUV radiation (purple wiggly arrows) is interacting with the upper atmosphere of the planet (light blue). The model assumes the XUV radius  $R_{\text{XUV}}$ , i.e., where the optical depth of the atmosphere to XUV photons is unity, is the same as the planet radius, including the atmosphere (see Salz et al. 2016 for discussion on the validity of this assumption). This choice means that XUV radiation does not penetrate deep into the atmosphere but follows the planetary radius boundary. This XUV energy interacting with the particles in the atmosphere increases its temperature and promotes its expansion, pushing out the exobase and increasing escape. Thus, as the radius of the planet decreases, the XUV radius approaches the planetary surface (brown), as seen in Figure 1(b).

After the primordial atmosphere has escaped (Figure 1(c)), water in the stratosphere can absorb XUV photons and break apart into oxygen and hydrogen (see Figure 1(d)). This process can only occur if water can penetrate the tropopause, which we assume always occurs for planets orbiting interior to the HZ. If the hydrogen escape is vigorous enough, then oxygen can be dragged along with the hydrogen (Hunten et al. 1987), as shown in Figure 1(e).

### 2.1. VPLanet

To model the system, we use the software package VPLanet (Barnes et al. 2020), which combines semi-analytical models to estimate the time evolution of parameters associated with planetary evolution and habitability. The code simulates how planetary system properties like stellar characteristics and orbital parameters affect the liquid water on the planetary surface. It currently has 12 modules that calculate the contribution of the different planetary system properties. In the present work, we use three modules: STELLAR and AtmEsc, which simulate stellar evolution and atmospheric escape, respectively, as well as a new module, named FLARE, to simulate stellar flaring. We next discuss each of these modules.

#### 2.2. Atmospheric Escape: AtmEsc

To simulate atmospheric loss due to high-energy radiation, we use VPLanet’s AtmEsc module that accounts for the loss of a primordial hydrogen envelope, as well as water photolysis followed by hydrogen and oxygen escape.

##### 2.2.1. Envelope Loss

The initial version of AtmEsc in VPLanet (Barnes et al. 2020) could only treat atmospheric escape as an energy-limited process, i.e., the flux of high-energy photons is the bottleneck for escape, not the supply of molecules and elements that are available to escape (diffusion-limited). Energy-limited escape generally takes the following form:

$$\dot{M}_{\text{EL}} = \frac{\epsilon_H F_{\text{XUV}} R_{\text{XUV}}}{4GM_{\text{XUV}} K_{\text{tide}} m_H}, \quad (1)$$

where  $\dot{M}_{\text{EL}}$  is the energy-limited mass-loss rate,  $F_{\text{XUV}}$  is the XUV energy flux,  $M_p$  is the mass of the planet,  $R_{\text{XUV}}$  is the radius where XUV is absorbed and mass is escaping to space (we assume it equals the planet radius  $R_p$ ), and  $\epsilon_{\text{XUV}} \approx 0.1$  is the XUV absorption efficiency (Watson et al. 1981). Erkaev

et al. (2007) introduced  $K_{\text{tide}}$  to approximate the decrease in escape velocity at the top of the planet’s envelope due to the host star’s gravity. They showed by scaling distances to the ratio of the Roche lobe radius  $R_{\text{Roche}}$  to the XUV radius  $R_{\text{XUV}}$ :

$$\chi = \frac{R_{\text{Roche}}}{R_{\text{XUV}}}, \quad (2)$$

where

$$R_{\text{Roche}} = \left( \frac{M_p}{3M_*} \right)^{1/3} a; \quad (3)$$

one could expand the gravitational potential to derive a relatively simple expression for the suppression of the local planetary gravity due to the nearby star. When  $m_p < M_*$ , as for the case of mini-Neptunes and main-sequence stars, Erkaev et al. (2007) showed that

$$K_{\text{tide}} \approx 1 - \frac{3}{2\chi} + \frac{1}{2\chi^3}. \quad (4)$$

For Earth-sized planets in the HZs of M dwarf stars,  $K_{\text{tide}}$  is typically between 0.9 and 0.99, so the effect is modest (see also Luger et al. 2015), but its inclusion does increase the accuracy of the model.

For the radius of the planet, we interpolate the grids from the work of Lopez et al. (2012), which are self-consistent models of “mini-Neptunes” over a range of masses and instellations. These grids take into account the evolution of the radius of the planet as the envelope contracts and entropy grows, independent of atmospheric escape. As mass is lost, AtmEsc also interpolates between planetary masses. In all cases, we assume the water content does not affect planetary radius as the global ocean mass is always less than 0.2% the planetary mass for all cases we simulate.

Another study by Turbet et al. (2020) showed that water-rich atmospheres can be an important factor to take into account in the mass–radius relation of water-rich rocky planets. In addition to the presence of water considered by Turbet et al. (2020), Lopez et al. (2012) also consider hydrogen and helium atmospheres. Thus, we decide to use the mass–radius relation from Lopez et al. (2012).

We have now updated this module to include radiation/recombination-limited (RR) escape (Murray-Clay et al. 2009) and Roche lobe overflow, which we will call “Bondi-limited” escape (Owen & Wu 2016). The former occurs when the planetary radius is smaller than the Roche limit and the incident XUV flux in the planet is energetic enough to drive hydrogen ionization, which lowers the escape rate because some energy that could drive escape goes into ionization.

In SI units, RR-limited escape rate can be expressed as

$$\dot{M}_{\text{RR}} = 2.248 \times 10^6 \left( \frac{F_{\text{EUV}}}{\text{W m}^{-2}} \right)^{1/2} \left( \frac{R_p}{R_{\oplus}} \right)^{3/2} \text{ kg s}^{-1}, \quad (5)$$

where  $\dot{M}_{\text{RR}}$  is the mass-loss rate, and  $F_{\text{EUV}}$  is the extreme-UV energy flux incident on the planet. EUV observations are scarce (e.g., France et al. 2019) and to constrain the flux in this wavelength range, we must rely either on reconstructions using X-rays or FUV measurements (Sanz-Forcada et al. 2011; Linsky et al. 2013), stellar models (Fontenla et al. 2016; Peacock et al. 2020), or use semiempirical methods (Duvvuri



et al. 2021). Given the uncertainties associated to the calculation of the EUV flux and the large differences among the fluxes obtained by the different approximations (see, for example, Figure B1 in Peacock et al. 2020, or Section 7 in Duvvuri et al. 2021), we used the same flux for EUV and XUV. This means that our EUV flux is overestimated, which is consistent with our purpose of studying the worse case scenario for atmospheric loss.

The RR limit occurs when the incident XUV reaches a critical value:

$$F_{\text{crit}} = \left(\frac{B}{A}\right)^2, \quad (6)$$

where

$$A = \frac{\pi \epsilon_H R_{\text{XUV}}^3}{GM_p K_{\text{tide}}} \quad (7)$$

and

$$B = 2.248 \times 10^6 \left(\frac{R_p}{R_\oplus}\right)^{3/2} \text{ kg}^{1/2} \text{ s}^{1/2}. \quad (8)$$

See Luger et al. (2015) for a derivation of these expressions.

In extreme cases, such as after a planet–planet scattering event (Rasio & Ford 1996; Lin & Ida 1997; Chatterjee et al. 2008), some planets may be so close to their star that the mass is stripped directly off the atmosphere by the stellar gravity. This process is typically called Roche lobe overflow. We model this process by assuming that mass is lost at the sound speed and call it “Bondi-limited escape”, following Owen & Wu (2016). If we assume the atmosphere to be composed exclusively of molecular hydrogen that behaves as an ideal gas, then the sound speed at the top of the atmosphere can be expressed as

$$c_s = \sqrt{\gamma k_b T_{\text{eff}} / m_H}, \quad (9)$$

where  $\gamma$  is 5/2 for an ideal gas,  $k_b$  is the Boltzmann constant, and  $T_{\text{eff}}$  is the effective temperature of the host star. Under these assumptions, we can recast Equation (4) of Owen & Wu (2016) as

$$\begin{aligned} \dot{M}_{\text{Bondi}} \approx & 1.9 \times 10^{15} \left(\frac{M_p}{10M_\oplus}\right) \left(\frac{T_{\text{eff}}}{5800\text{K}}\right)^{1/2} \\ & \times \left(\frac{a}{0.1\text{au}}\right)^{1/4} \left(\frac{R_\odot}{R_*}\right)^{1/4} \text{ kg s}^{-1}, \end{aligned} \quad (10)$$

where we leave this expression as an approximation due to the assumptions we made, but in practice we set the Bondi-limited mass rate to be equal to the right-hand side of this expression.

For our calculations we employ all three of these models (when applicable) and allow the software to change escape regimes as the star and planet evolve based on instantaneous conditions. In Figures 2 and 3, we present an example of how the mass loss evolves assuming a solar mass star orbited by a  $2M_\oplus$  planet that is half rock/half hydrogen by mass. The semimajor axis is 0.1 au, the eccentricity is 0, and  $\epsilon_H = 0.1$ . Figure 2 shows the long-term evolution, while Figure 3 shows a zoom-in of the initial evolution of the envelope to highlight the Roche lobe overflow.

### 2.2.2. Water and Oxygen Loss

After the hydrogen envelope has been removed, the XUV photons can begin to dissociate the water molecules and drive more hydrogen escape and, in some cases, oxygen escape. We use the Bolmont et al. (2017) model for water escape as a function of  $F_{\text{XUV}}$  and refer the reader to Barnes et al. (2020) for more details on how this model is implemented in VPLanet. We also include two ways in which water behaves when planets reach the HZ: they either stop losing water or they do not (see Luger & Barnes 2015; Barnes et al. 2020; Becker et al. 2020).

The first case is a crude approximation of the setting of the conditions that allow the liquid water in the surface and avoid the catastrophic loss of water in the upper atmosphere (Wordsworth & Pierrehumbert 2013), and the second means planets are experiencing a runaway greenhouse. We use the “optimistic” HZ (Kopparapu et al. 2013) to determine when a planet is in the HZ.

### 2.3. Quiescent Stellar Evolution: STELLAR

The STELLAR module (Barnes et al. 2020) simulates the time evolution of stellar parameters such as the luminosity, radius, and effective temperature. This module interpolates the model grids of Baraffe et al. (2015) for stars between 0.08 and  $1.3 M_\odot$ . However, the Baraffe et al. (2015) grids do not include XUV evolution, which is poorly constrained for M-dwarf stars. Thus, we follow previous work and assume the empirical relationship obtained for solar-type stars (Ribas et al. 2005) applies to M dwarfs as well (see Luger & Barnes 2015; Fleming et al. 2020; Birky et al. 2021). In this model, the initial XUV luminosity remains a constant fraction of the bolometric luminosity for a duration called the “saturation time,” and afterwards the XUV fraction decays exponentially. See Barnes et al. (2020) for more details.

A critical piece of our analysis is the time a planet spends interior to the HZ. If we assume the “optimistic” interior HZ limit from Kopparapu et al. (2014) denotes the inner edge of the HZ, then Figure 4 shows the time a planet spends interior to the HZ as a function of host-star mass, assuming the planet is on a static, circular orbit. Planets orbiting  $0.2 M_\odot$  stars remain in the runaway greenhouse phase almost 4 times longer than those orbiting  $0.6 M_\odot$  stars and are therefore expected to lose more water and possess more oxygen-rich atmospheres. The smaller variations in the boundary are due to structural and temporal variations related to the onset (or not) of convection in the stellar interiors (Baraffe & Chabrier 2018). This result is consistent with Luger & Barnes (2015).

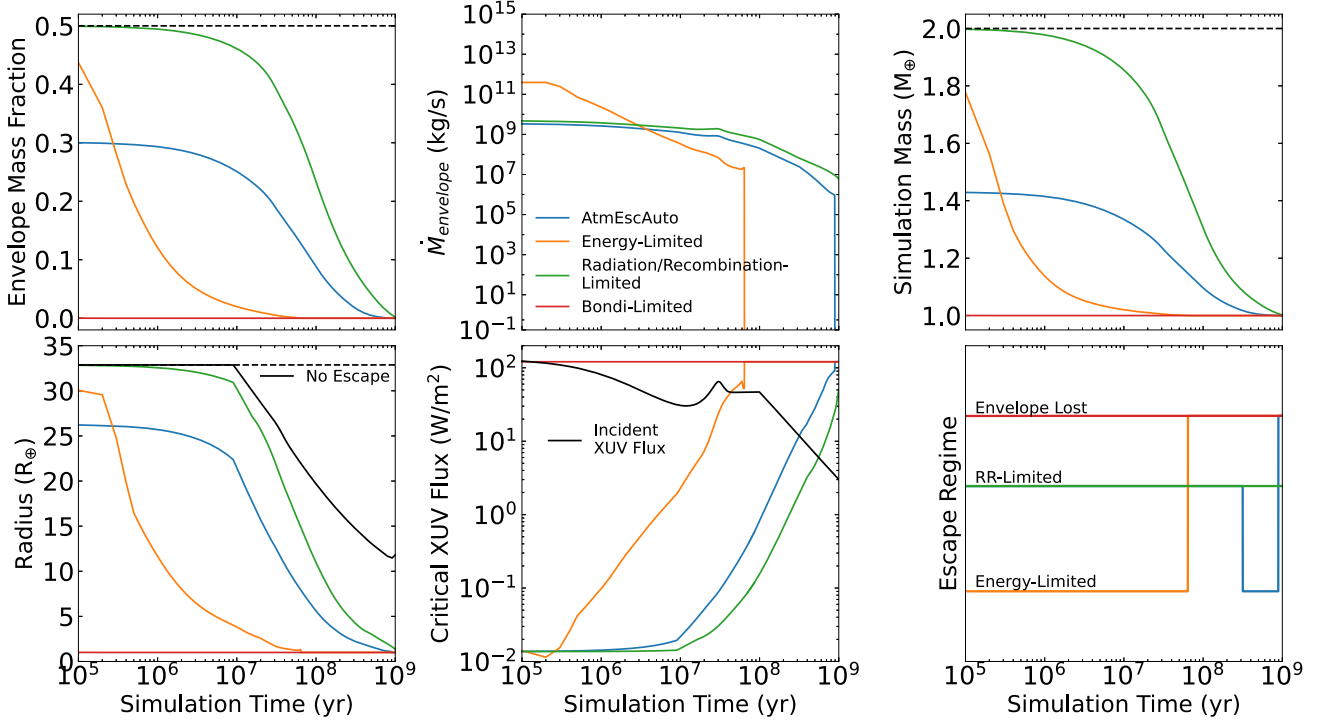
### 2.4. XUV Flare Evolution: FLARE

Here we present our new FLARE module for VPLanet. We first describe the mathematics of the model, followed by validation.

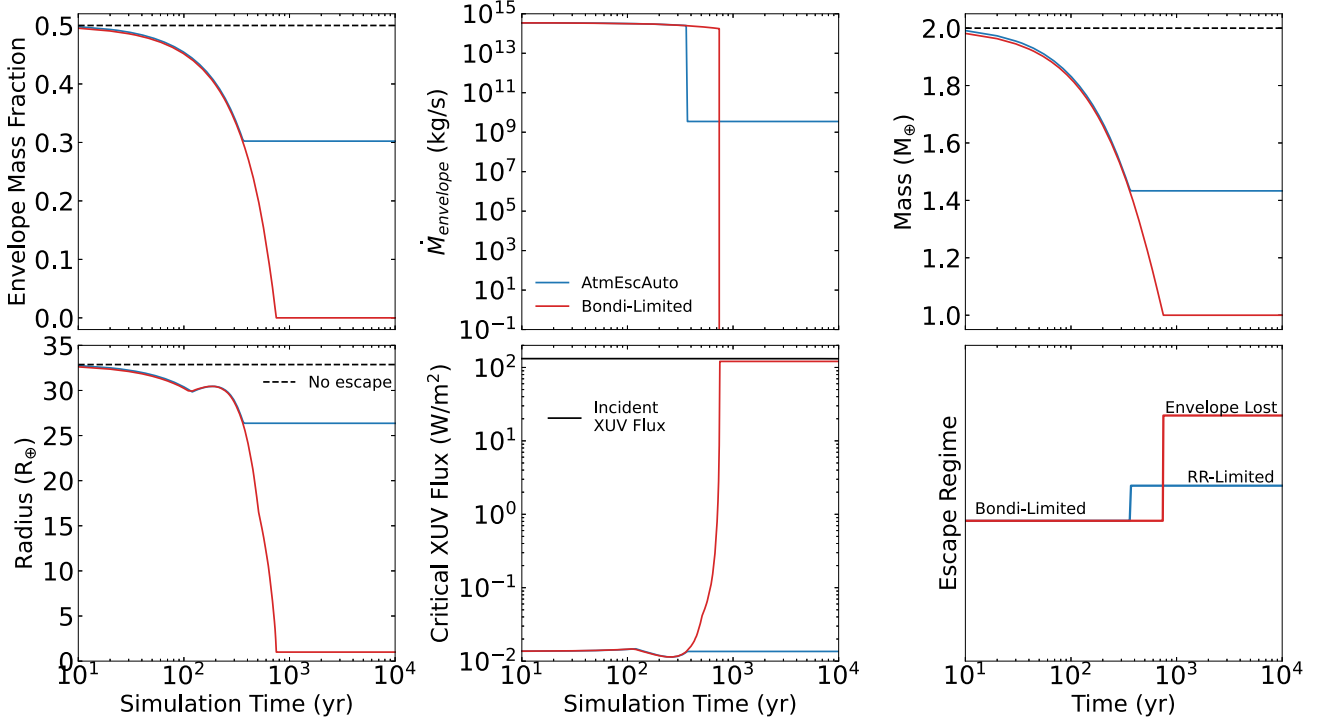
#### 2.4.1. Model Description

While the STELLAR module should capture most of the XUV luminosity of the star, it ignores the contribution from flares. Therefore, we have updated VPLanet to include a new module that estimates the time-averaged XUV luminosity due to stellar flares based on empirical data. In general, the XUV

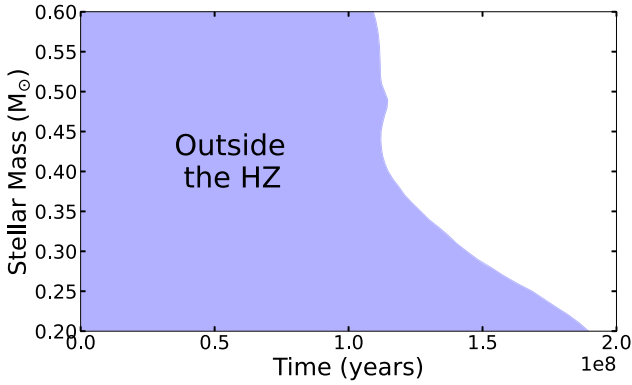




**Figure 2.** Examples of the evolution of a planet experiencing different types of envelope loss. In all panels, energy-limited escape is represented by orange, radiation/recombination-limited by green, Bondi-limited by red, and automatic “AtmEscAuto” by blue (the escape mechanism is determined by the instantaneous planetary and environmental conditions). Top left: fraction of the planet’s mass in the H envelope. Top center: time derivative of the envelope mass. Top right: total planet mass. Bottom left: planet radius. The “No Escape” curve (black) corresponds to a planet whose radius contracts as the planet cools, not due to atmospheric escape. Bottom center: critical XUV flux between energy-limited and radiation/recombination-limited escape. Bottom right: the H envelope escape “regime”. All planets start with the same initial conditions as described in the main text. [VPLanet/examples/AtmEscRegimes](#).



**Figure 3.** First 10,000 yr of atmospheric mass-loss for the Bondi-limited (red) and automatic cases (blue) with the same layout as Figure 2. Early on, the planetary radius exceeds the Roche limit and both planets experience immense mass loss of order 0.01 Earth masses per year! After about 300 yr, the radius has contracted to be less than the Roche limit, so the automatic model transitions from Bondi-limited escape to radiation/recombination-limited escape (the XUV flux is too large for energy-limited escape.) The Bondi-limited case, however, continues to lose massive amounts of H from its envelope, completely stripping the envelope within 1000 yr. [VPLanet/examples/AtmEscRegimes](#).



**Figure 4.** Duration of the runaway greenhouse phase (blue shadow region) for the hypothetical planets as a function of stellar mass assuming stellar evolution from Baraffe et al. (2015) and the optimistic HZ limits from Kopparapu et al. (2014). [Plots/RGphase](#).

luminosity contribution by flares ( $L_{\text{XUV},f}$ ) is given by

$$L_{\text{XUV},f} = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \nu(E_{\text{XUV},f}) dE, \quad (11)$$

where  $E_{\text{XUV},f}$  is the XUV energy of the flare, and  $\nu$  is the flare rate per unit energy.

To solve Equation (11), we must know the flare rate, which depends on both the age and stellar mass (see, e.g., West et al. 2008). We use the canonical relation from Lacy et al. (1976):

$$\log_{10}(\nu) = \alpha \log_{10}(E_{\text{Kepler}}) + \beta \quad (12)$$

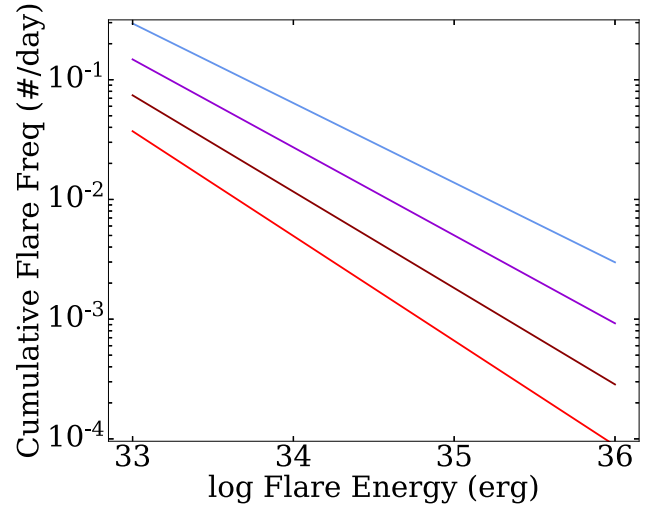
with coefficients  $\alpha$  and  $\beta$  proposed by Davenport et al. (2019) based on flare observations in the Kepler field. The Davenport et al. (2019) model applies to active stars with masses between 0.2 and 1.88  $M_{\odot}$  and stellar flares with energies (in the Kepler bandpass) between  $10^{33}$  and  $10^{38}$  ergs. We convert the Kepler bandpass to XUV using the conversion factors from Osten & Wolk (2015, Table 2).

#### 2.4.2. Model Validation

To validate our model, we present the flare rate evolution as a function of the stellar age for a 0.5  $M_{\odot}$  star in Figure 5. This figure is indistinguishable from the top panel in Figure 10 from Davenport et al. (2019). Thus, we conclude that we have successfully incorporated this flare model into VPLanet.

Before moving on, we provide a few characteristics of the FLARE module. First, in Figure 6 we present two visualizations of how the flare frequency distribution (FFD) changes with time. The left panel shows the FFD for flares larger than the great AD Leo flare (Hawley & Pettersen 1991), whose energy in the Kepler bandpass  $E_{\text{Kepler}}$  would have been approximately  $2.6 \times 10^{33}$  ergs.

This value was calculated using the information from Hawley & Pettersen (1991, Table 6A), where we take the flux integrated over the time interval at the UV bandpass (326–394 nm) equal to  $198 \times 10^{-8}$  ergs  $\text{cm}^{-2}$ , and that divided by the flux integrated over the time interval in the continuum equal to  $1139 \times 10^{-8}$  ergs  $\text{cm}^{-2}$ . Doing a quickly calculation, we have that the energy in the UV bandpass  $E_{\text{UV}}$  divided by the energy in the continuum  $E_{\text{continuum}}$  is equal to 0.174. From Hawley et al. (2014), we have that the ratio between  $E_{\text{Kepler}}$  and  $E_{\text{UV}}$  is 0.65. Rearranging, we have that  $E_{\text{Kepler}} = 0.174/0.65$



**Figure 5.** Reproduction of Figure 10 from Davenport et al. (2019) to validate the new FLARE module. The flare rate as a function of the flare energy for a 0.5  $M_{\odot}$  star is shown for ages of 1 Myr (blue), 10 Myr (purple), 100 Myr (brown), and 1 Gyr (red). [Plots/MDwarfLuminosity/LumEvolFlareFFD](#).

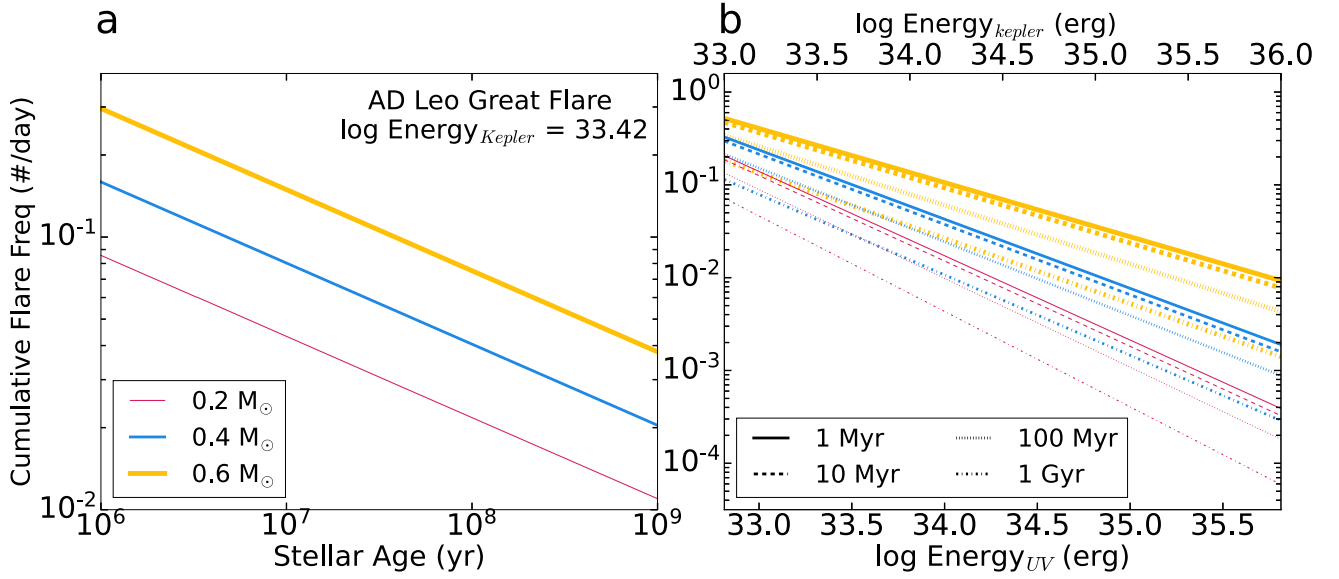
$E_{\text{continuum}} = 0.26 E_{\text{continuum}}$ . This value agrees with the value found in Osten & Wolk (2015).

The Davenport et al. (2019) model predicts that planets orbiting early M dwarfs are more at risk of experiencing a flare of this magnitude than late M dwarfs. The right panel shows that the model predicts that less massive stars have a lower flare rate compared to more massive stars. This result seems to be inconsistent with other studies that find that flares from lower-mass stars are more powerful than those from larger stars (Hawley et al. 2014). This discrepancy may be due to the small number of M dwarfs in the Davenport (2016) catalog (<3% were M dwarfs) that formed the basis for the Davenport et al. (2019) model. Despite this apparent inconsistency, the Davenport et al. (2019) model is derived from the largest sample of M dwarfs currently available, so we will use it here but explicitly note that future work may need to replace this model with a more robust approximation for M-dwarf flaring.

Next we consider how flaring and quiescent evolution combine to modify the average XUV luminosity of stars as a function of the mass and age. We simulated five M-dwarf stars with masses between 0.2 and 0.6  $M_{\odot}$  using the STELLAR (Barnes et al. 2020) and FLARE modules (this work). As shown in Figure 7, including flares increases the XUV luminosity but generally not by more than 10% for any given star at a given time. We can see also that XUV luminosity by flares is more relevant to less massive stars after it enters the MS (see panels (e) and (f) of Figure 7). Also, panel (f) shows that the ratio between flare XUV and quiescent XUV increases with time. The quiescent XUV luminosity model we used comes from observational data of nonactive stars (Ribas et al. 2005), which show that quiescent XUV luminosity decreases with time. Hence as stars age, the XUV luminosity from flares becomes more important. The remaining panels provide additional depictions of the interplay of STELLAR and FLARE.

#### 2.5. Simulations

To estimate the influence of XUV from flares on the time evolution of the atmosphere and water content of Earth-like planets, we simulated hypothetical and known planets. We



**Figure 6.** Flare frequency distribution predicted by the FLARE module. Panel (a) shows the FFD for flares with the energy of the AD Leo great flare (after converting the energy reported from Hawley & Pettersen (1991) to the Kepler bandpass) as a function of stellar age for three different stellar masses. Panel (b) shows the FFD for energies between  $10^{33}$  and  $10^{36}$  ergs for four different stellar ages [Plots/FfdMDwarfs](#).

assume the same atmospheric mass, thermosphere temperature, and absorption efficiency of XUV by hydrogen for all cases (see Tables 1 and 2). We consider flares with energies between  $10^{33}$  and  $10^{36}$  ergs, star masses between 0.2 and  $0.6 M_{\odot}$ , surface initial water content between 1 and 10 terrestrial oceans (TO), planets with a mass between  $0.5$  and  $5 M_{\oplus}$ , and hydrogen envelope masses of  $0.001 M_{\oplus}$ . For each parameter combination, we perform one simulation for which water loss is halted in the HZ and one for which it is not.

The hypothetical set represents a parameter sweep that explores the general trends that can occur over a plausible range of initial surface water content, planet mass, and host-star mass. The planet–star distance was selected to ensure that the planet would be interior to the HZ during the PMS of its host star and enter the HZ when the star is 1 Gyr old by combining the runaway greenhouse limit (Kopparapu et al. 2014, Equation(5)) with the predicted stellar properties at 1 Gyr from STELLAR. Furthermore, this synthetic group consisted of Earth-sized planets with the density of solids chosen from the Sotin et al. (2007) mass–radius relationship. The initial conditions for these simulations are presented in Table 1. In total, we simulated 25,160 scenarios.

In the second group, we simulated the known exoplanets Kepler-1229 b, K2-72 e, TOI-700 d, and Kepler-1649c, which have properties that are within the ranges of the hypothetical planets. We varied the water content and envelope mass but held fixed the values of the planetary and host-star masses, planetary radius, atmosphere temperature, and orbital parameters at their best-fit values. For the known planets, we only permit water loss prior to the planets reaching the HZ. For these planets we considered two distances: the reported semimajor axis for each planet (see Table 2) and one calculated with the same procedure as for the hypothetical planets. These two sets of simulations enable direct comparisons between the results with the hypothetical planets. The parameters for these simulations are summarized in Table 2, with values taken from the NASA Exoplanet Archive.

### 3. Results

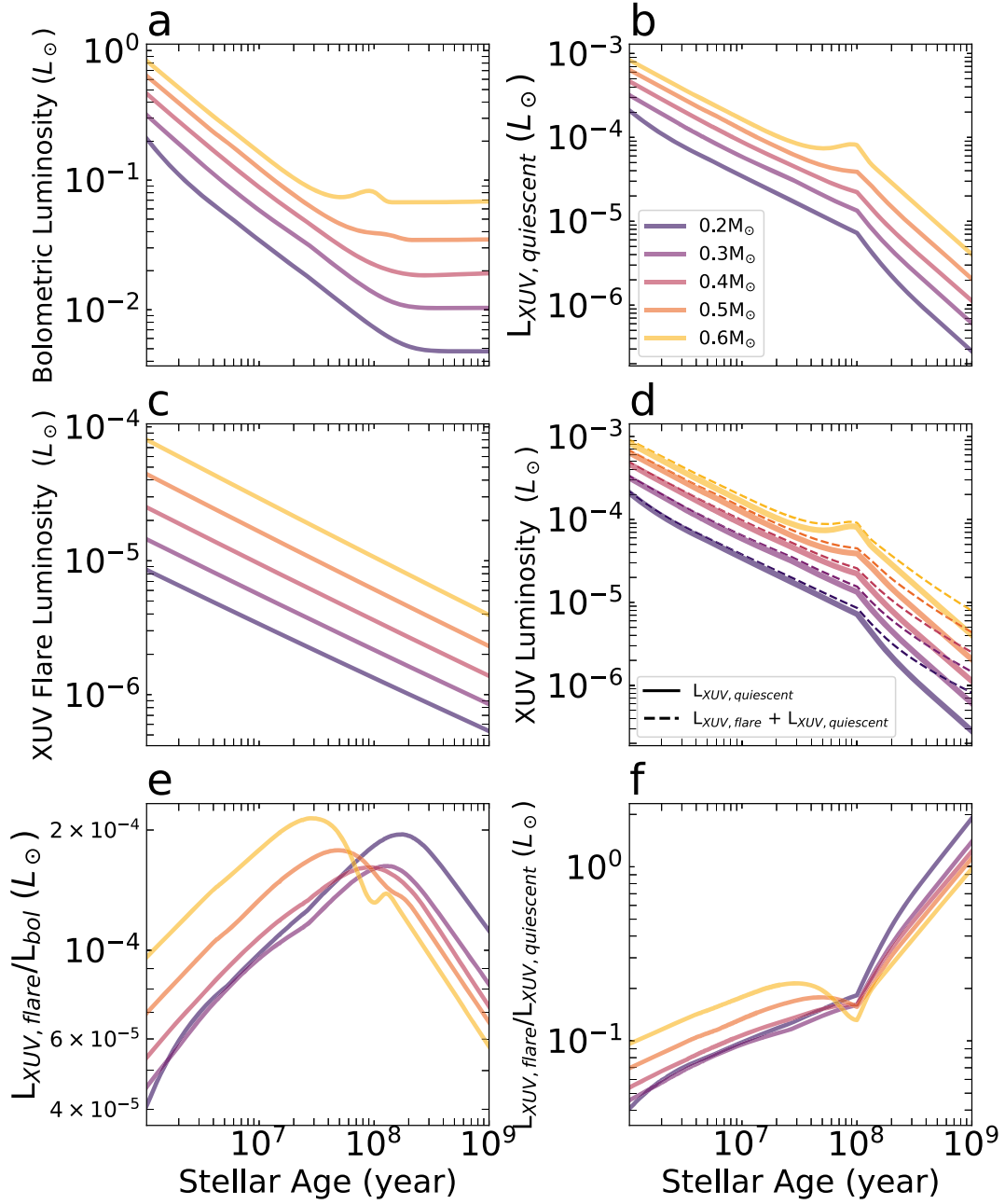
#### 3.1. Hypothetical Planets

Figure 8 shows the amount of water lost from the hypothetical planets for four assumptions: with/without flares (right/left columns) and with/without water loss in the HZ (lower/upper panels). The black lines represent the percentage of water lost with respect to the initial water content, and the symbols represent the approximate locations of the known planets discussed in Section 3.2. The amount of water lost is inversely proportional to the stellar and planetary mass in all four cases, but when flares are included, the amount of water lost increases by  $\sim 0.6$  TO when water is lost only in the HZ and by two TO when it is lost without restriction.

We find that water is only lost from massive planets when flares are included. This outcome is largely due to the more massive planets’ ability to hold on to the hydrogen via their larger gravity. Without flares, the XUV flux is too low to drive significant mass loss, but flares provide enough XUV to drive additional loss, at least for the initial primordial envelope properties we assume here. We also find that the amount of water that escapes is independent of the initial water abundance.

To quantify the role of flares, we subtract the water loss from simulations that include flares from those that do not. Figure 9 shows the results and includes both relative (contours) and absolute (colors) mass loss amounts. The top panels of Figure 9 include water loss in the HZ, while the bottom panels do not. The first feature to note is that flares can remove up to two additional TO, a total desiccation of the surface water in some cases. When flares are not included, less water escapes from more massive planets orbiting more massive stars. On the other hand, cases with a shorter runaway greenhouse phase (bottom panels from Figure 9) or planets equal to or less massive than  $2 M_{\oplus}$  can only lose up to 36% more water due to flares.

The biggest difference occurs for  $\sim 3 M_{\oplus}$  planets orbiting stars less massive than  $0.3 M_{\odot}$ , as show in Figure 9. For the case with a runaway greenhouse in the HZ, the planets can lose



**Figure 7.** Stellar evolution with and without flaring for stellar masses between  $0.2 M_{\odot}$  and  $0.6 M_{\odot}$ . Panels (a) and (b) show the bolometric luminosity and XUV quiescent luminosity, respectively, while panels (c) and (d) show the XUV luminosity from flares and the total XUV luminosity with (dashed lines, i.e., the sum of parameters from panel (b) and (c)) and without (continuous lines) flares, respectively. Panel (e) shows the ratio between XUV luminosity from flares and bolometric luminosity, and panel (f) shows the ratio between XUV luminosity from flares and XUV quiescent luminosity. The colors represent different stellar mass as labeled in the legend. [Plots/MDwarfLuminosity/LumEvolStellar](#).

up to an additional 0.6 TO of water than cases that not consider flares (a 44% increase). For the cases where planets have a shorter period in the runaway greenhouse, i.e., only during PMS, the flares can remove up to two TO, or 100% of the surface water.

Note that for planets with small initial water content, the inclusion of flares does not affect water-loss rates because the quiescent XUV flux is sufficient for desiccation. In other words, these planets lose all their hydrogen and water regardless of stellar activity. In general, potentially habitable planets must form with at least four TO of water to be habitable

after the PMS. With this value, the planets can keep (in a general way) approximately 50% of the amount of water they have at the beginning of their evolution.

Next we turn to the accumulation of the liberated oxygen in the atmosphere due to flares. In Figure 10, we plot the difference in final oxygen abundance between atmospheres that are exposed to flares versus those that are not in an analogous manner to Figure 9. The white regions of this figure are the cases where the oxygen produced by flares is equal to the quiescent case; red regions (positive values) show additional

**Table 1**  
Parameters for the Hypothetical Cases

| Parameter                             | Value                  |
|---------------------------------------|------------------------|
| Planet mass( $M_{\oplus}$ )           | [0.5–5, 0.5]           |
| Planet density ( $\text{g cm}^{-3}$ ) | 4.85–7.54              |
| Envelope mass( $M_{\oplus}$ )         | 1.0E-3                 |
| Surface water mass (TO)               | [1–10, 0.25]           |
| XUV water escape efficiency           | Bolmont et al. (2017)  |
| XUV hydrogen escape efficiency        | 0.15                   |
| Thermosphere temperature (K)          | 400                    |
| Semi-axis major <sup>a</sup> (AU)     | [0.07306–0.283186]     |
| Stellar mass( $M_{\odot}$ )           | [0.2–0.6, 0.025]       |
| Saturated XUV luminosity fraction     | 1.0E-3                 |
| XUV saturation time (Myr)             | 100                    |
| Initial stellar age (Myr)             | 1                      |
| Flare energy (ergs)                   | 1.0E33–1.0E36          |
| Simulation time (Myr)                 | 1.0E3                  |
| Time step <sup>b</sup> (yr)           | ~0.4–~1.6E3            |
| VPlanet modules                       | AtmEsc, STELLAR, FLARE |

**Notes.**

<sup>a</sup> Calculated using  $1.053 \times$  the distance of the inner limit of the HZ for runaway greenhouse from (Kopparapu et al. 2014, Equation (5)).

<sup>b</sup> Dynamically selected during the simulation.

oxygen accumulation from flares; blue regions (negative values) show reduced oxygen abundance.

Flares can generate up to 95 and 318 bars of additional oxygen when water photolysis is halted in the HZ and when it is not, respectively. The blue regions do not represent cases in which less oxygen was produced, but rather where the XUV flux drives a more energetic flow of hydrogen that is able to drag along more oxygen. This effect can be seen by noting that

the blue region overlaps with the fully desiccated regions of Figure 9, revealing that similar amounts of oxygen are produced but more oxygen escapes, resulting in less oxygen in the atmosphere at the conclusion of the simulations.

Even though we did not consider an oxygen sink in this work, we note that in a real Earth-like planet, the atmospheric oxygen can be removed in different ways, like metamorphism, weathering, and volcanism (Catling & Kasting 2017). As seen recently in previously works (Schaefer et al. 2016; Wordsworth et al. 2018; Barth et al. 2021), a magma ocean can also absorb oxygen efficiently. Nonetheless, all these studies still suggest that significant oxygen can accumulate in the atmosphere.

**3.2. Known Planets**

Next we turn to the four real planets we selected in Section 2.4.2. For these simulations we assume that once a planet reaches the HZ, the water loss is halted. Figure 11 shows the positions of these planets in the HZ. Figure 12 shows the time evolution of primordial envelope mass, surface water content, amount of atmospheric oxygen, optimistic HZ and semimajor axis, XUV-to-bolometric luminosity ratio, and incident XUV flux for each planet. In the top panels of both figures, this location is an extrapolation, once we did not simulate scenarios with an extended runaway greenhouse phase.

The simulations reveal that K2-72 e can lose its entire primordial H/He atmosphere when flares are included, regardless of the distance from the star. However, this planet does not lose any water because it enters the HZ just before it loses all its primordial H/He atmosphere. About 600 Myr after the scenario with flares, the analog scenario with the quiescent XUV only also loses its primordial atmosphere.

**Table 2**  
Parameters used to Simulate the Final Water Content in the Simulations of Known Planets

| Parameter                                                  | Kepler-1229 b          | K2-72 e                | TOI-700 d              | Kepler-1649 c            |
|------------------------------------------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|--------------------------|
| Planet mass <sup>a</sup> ( $M_{\oplus}$ )                  | 2.93                   | 2.55                   | 1.63984                | 1.2389                   |
| Planet radius ( $R_{\oplus}$ )                             | 1.34                   | 1.29                   | 1.144                  | 1.06                     |
| Planet density ( $\text{g cm}^{-3}$ )                      | 6.69                   | 6.52                   | 6.018                  | 5.715                    |
| Envelope mass ( $M_{\oplus}$ )                             | 1.0E-3                 | 1.0E-3                 | 1.0E-3                 | 1.0E-3                   |
| Surface water (TO)                                         | 1,10                   | 1,10                   | 1,10                   | 1,10                     |
| XUV water escape efficiency                                | (Bolmont et al. 2017)  | (Bolmont et al. 2017)  | (Bolmont et al. 2017)  | (Bolmont et al. 2017)    |
| XUV hydrogen escape efficiency                             | 0.15                   | 0.15                   | 0.15                   | 0.15                     |
| Thermosphere temperature (K)                               | 400                    | 400                    | 400                    | 400                      |
| Actual semimajor axis (AU)                                 | 0.3006                 | 0.106                  | 0.1633                 | 0.0827                   |
| Modified semimajor axis <sup>b</sup> (AU)                  | 0.19685                | 0.102468               | 0.16247                | 0.07643                  |
| Eccentricity                                               | 0.11                   | 0                      | 0.111                  | 0                        |
| Stellar mass ( $M_{\odot}$ )                               | 0.480                  | 0.271365               | 0.415                  | 0.1977                   |
| Saturated XUV luminosity fraction                          | 1.0E-3                 | 1.0E-3                 | 1.0E-3                 | 1.0E-3                   |
| XUV saturation time (Myr)                                  | 100                    | 100                    | 100                    | 100                      |
| Initial stellar age (Myr)                                  | 1                      | 1                      | 1                      | 1                        |
| Flare energy (ergs)                                        | 11.0E33–1.0E36         | 1.0E33–1.0E36          | 1.0E33–1.0E36          | 1.0E33–1.0E36            |
| Simulation time (Myr)                                      | 1.0E3                  | 1.0E3                  | 1.0E3                  | 1.0E3                    |
| Time step <sup>c</sup> (yr)                                | ~4.8E-2–1.0E4          | ~6E-2–1.0E4            | ~5E-2–1.0E4            | ~6E-2–1.0E4              |
| VPlanet modules                                            | AtmEsc, STELLAR, FLARE | AtmEsc, STELLAR, FLARE | AtmEsc, STELLAR, FLARE | AtmEsc, STELLAR, FLARE   |
| Source (planetary radius, stellar mass and semimajor axis) | Torres et al.(2017)    | Dressing et al.(2017)  | Rodriguez et al.(2020) | Vanderburg et al. (2020) |

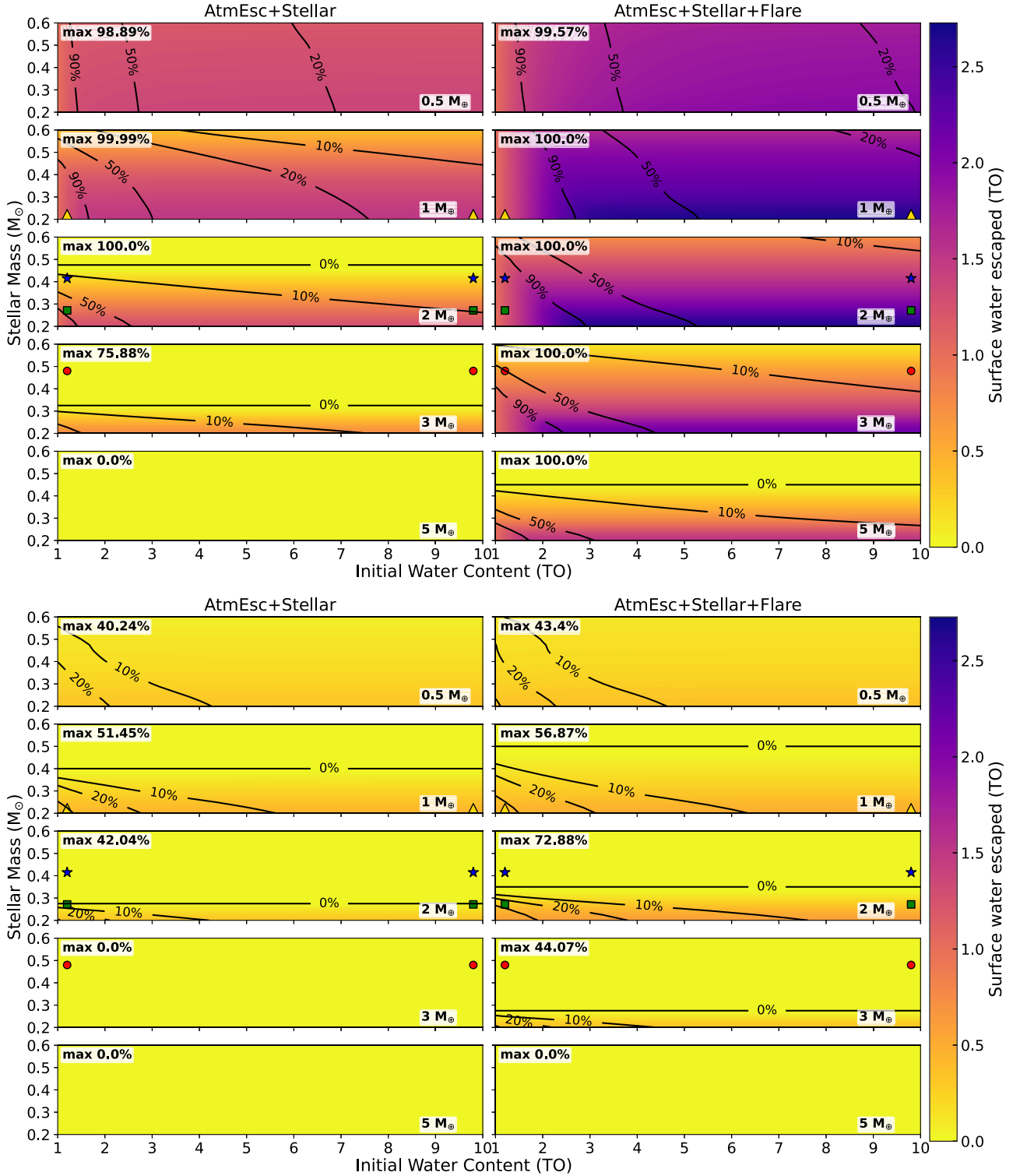
**Notes.**

<sup>a</sup> The masses are calculated with the Sotin et al. (2007) model for terrestrial planets.

<sup>b</sup> Calculated using  $1.053 \times$  the distance of the inner limit of the HZ for runaway greenhouse from Kopparapu et al. (2014, Equation (5)).

<sup>c</sup> Dynamically selected during the simulation.



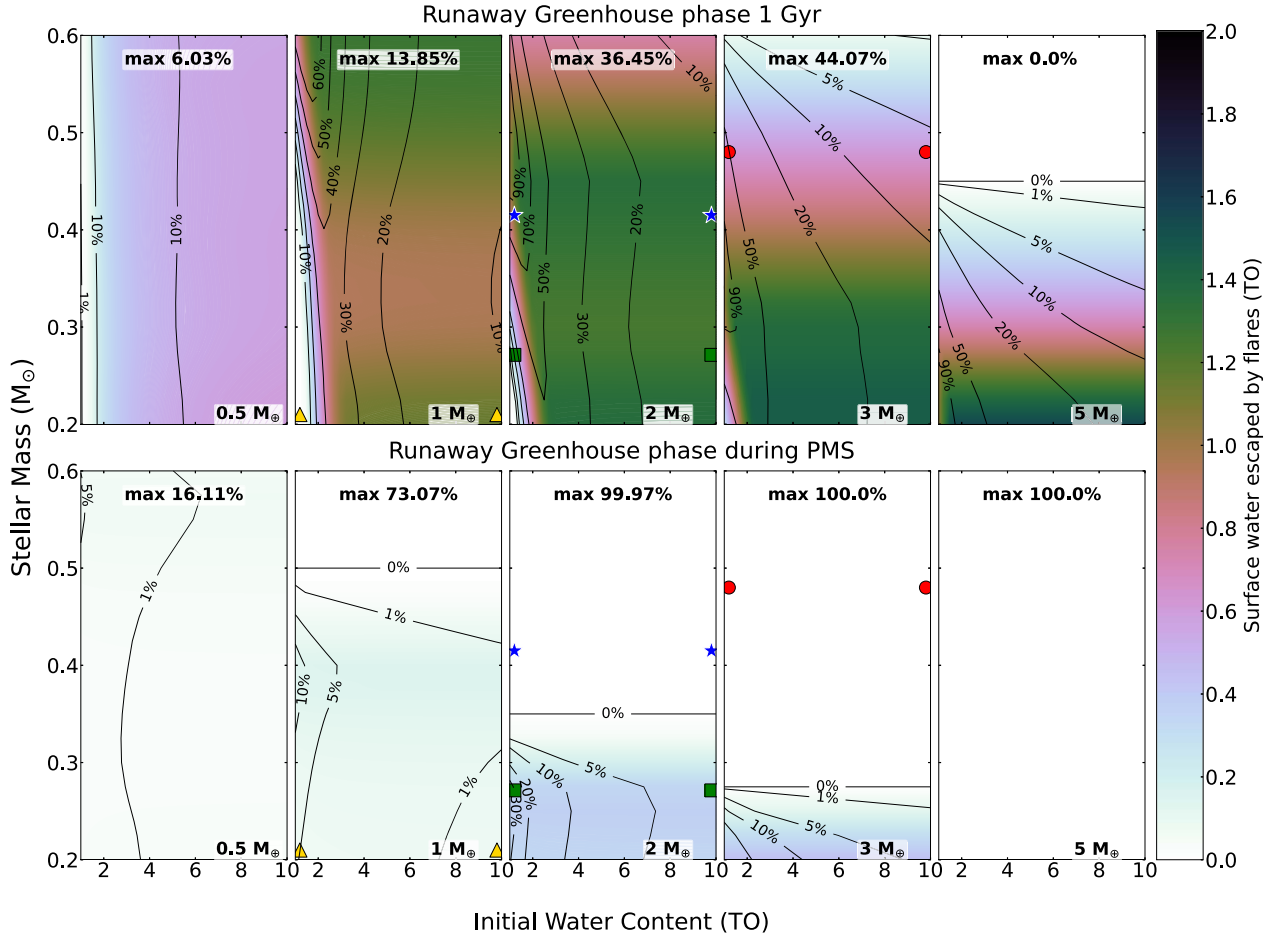


**Figure 8.** Percentage (contour lines) and absolute amount (shading) of water lost just by quiescent stellar XUV (AtmEsc + Stellar modules; left panels) and with the addition of flares (AtmEsc + Stellar + Flare modules; right panels). In the upper panels, the planet continues to lose water even when in the HZ, while in the lower panels, water photolysis halts in the HZ. The circle, square, star, and triangle represent Kepler-1229 b, K2-72 e, TOI-700 d, and Kepler-1649c, respectively; see Table 2. [Plots/SurfaceWaterEscape/WaterEscapeAbsolute](#).

The Kepler-1649c planet is the only one of these four simulated planets that loses water. Unlike K2-72 e, in Kepler-1649c this process happens when the planet is placed closer to the star, with its known semimajor axis, regardless of flaring.

The only difference is that, with flares, the primordial atmosphere escapes 30 Myr earlier.

Planet Kepler-1229 b does not lose its envelope even when flares are included, mostly due to its larger mass that helps to retain the hydrogen. TOI-700 d, even with less mass than K2-



**Figure 9.** Flare only contribution to the water lost in percentage (contour lines) and absolute amount (shades) in TO, i.e., right panels minus left panels from Figure 8. In the top panels, the runaway greenhouse phase occurs throughout all the simulation. In the bottom panels, the runaway greenhouse effect stops when the planet enters the (optimistic) habitable zone. [Plots/SurfaceWaterEscape](#).

72 e, does not lose its primordial envelope either, and in this case, the larger orbital distance from the star further helps to prevent the atmospheric loss. All these results are in agreement with the hypothetical cases (see Figures 8, 9, and 10), and confirm that the impact of flaring on envelope loss and desiccation depend strongly on the specific properties of a given planet.

#### 4. Discussion

##### 4.1. Dependence of the Stellar and Planetary Mass to the Final Water Reservoir

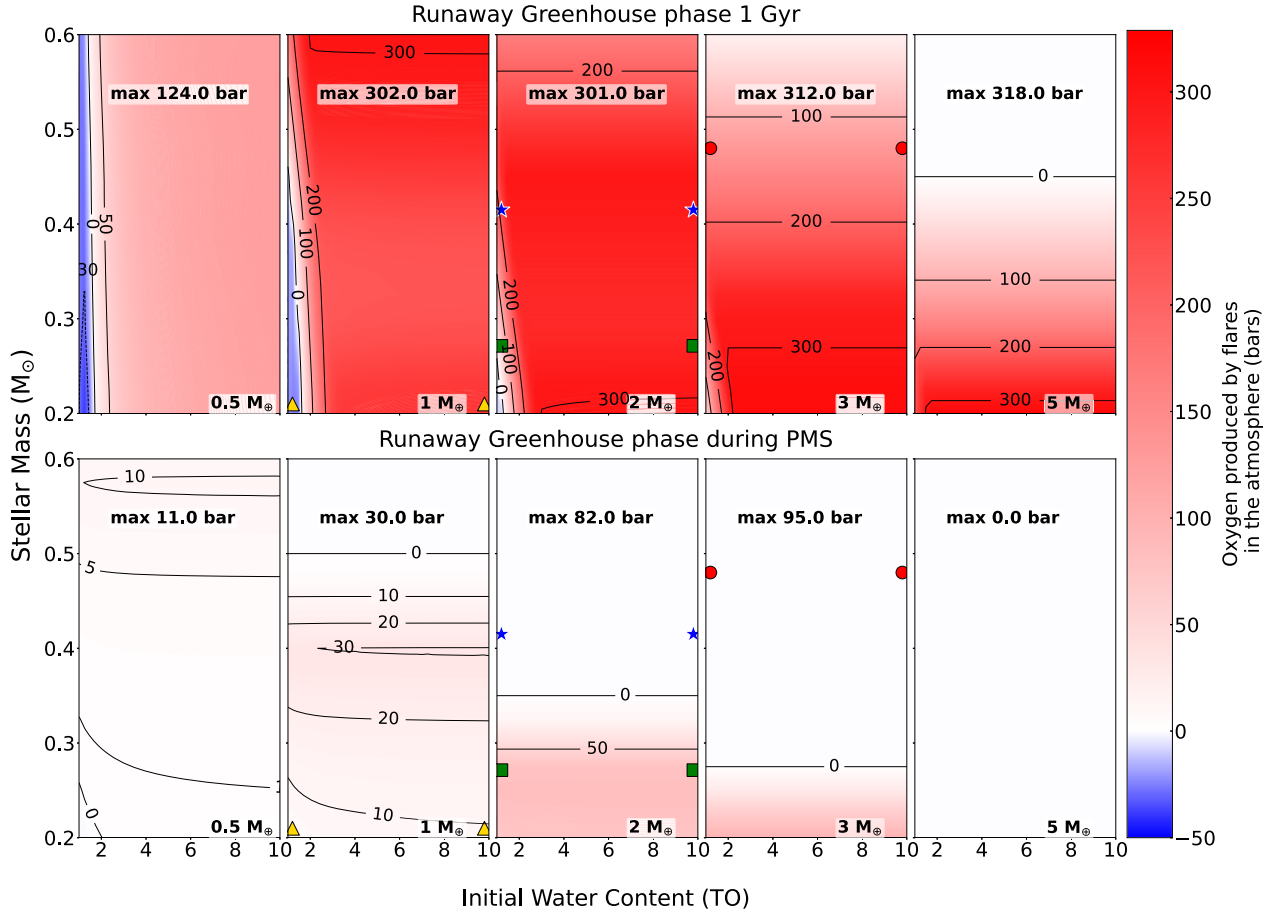
After carrying out the simulations with the parameters shown in Table 1, the values of the final amounts of water were taken for each simulated planet. With these data, the percentage of the water lost (compared to the initial value) was also calculated for each planet.

The hypothetical planets simulated in this work suggest strong correlations between stellar+planetary parameters and final water content. To quantify these relationships, we performed a Pearson’s correlation test on those data. The Pearson correlation assumes linear dependency on pair of parameters. To use this test, we considered that the data are linearly correlated. The Pearson’s coefficient varies from  $-1$  (perfectly anticorrelated) to  $1$  (perfectly correlated). A Pearson coefficient equal to zero means that the data sets are

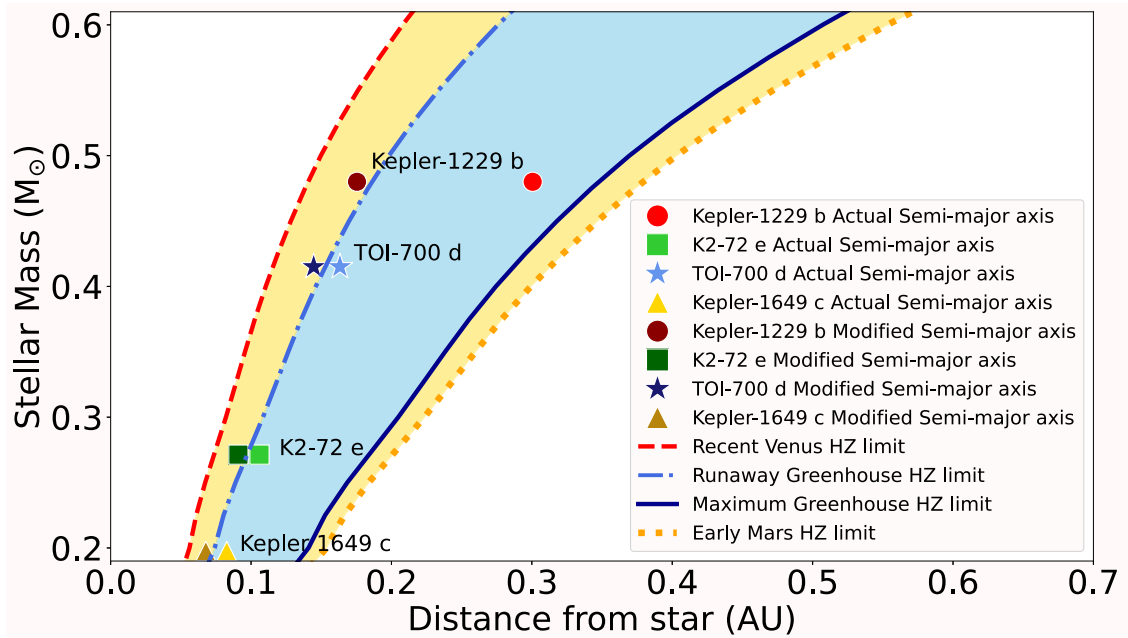
uncorrelated. Figure 13 shows the results of this analysis with respect to the percentage of surface water, for the four scenarios (water loss in the HZ and the inclusion of flares). Panels (b) and (d) include flares; panels (c) and (d) assume the planets do not lose water in the HZ (the runaway greenhouse phase occurs only during the PMS).

In all cases, the Pearson test confirms that stellar and planetary masses are inversely correlated with the amount of water lost, i.e., less massive stars play a major role in water loss. Although more massive stars have larger flare rates in our model, their PMS phase is shorter and thus less water is lost. For the scenario where we consider flares (panels (b) and (d) of Figure 13), the correlation between atmospheric loss with stellar mass increases compared to the cases without flares. When we assumed that the planet remains in a runaway greenhouse phase throughout 1 Gyr (panels (a) and (b) of Figure 13), the correlation between final water abundance and stellar mass decreases compared to planet mass because water loss is independent of the duration of the PMS.

More massive planets possess stronger gravity and retain their atmosphere and water more easily than less massive planets, especially when the planet stays in the runaway greenhouse phase for 1 Gyr. If just the quiescent XUV of the star is considered, the correlation value is  $-0.58$ . When we add flares to the stellar evolution, the correlation drops to a value of  $-0.47$ .

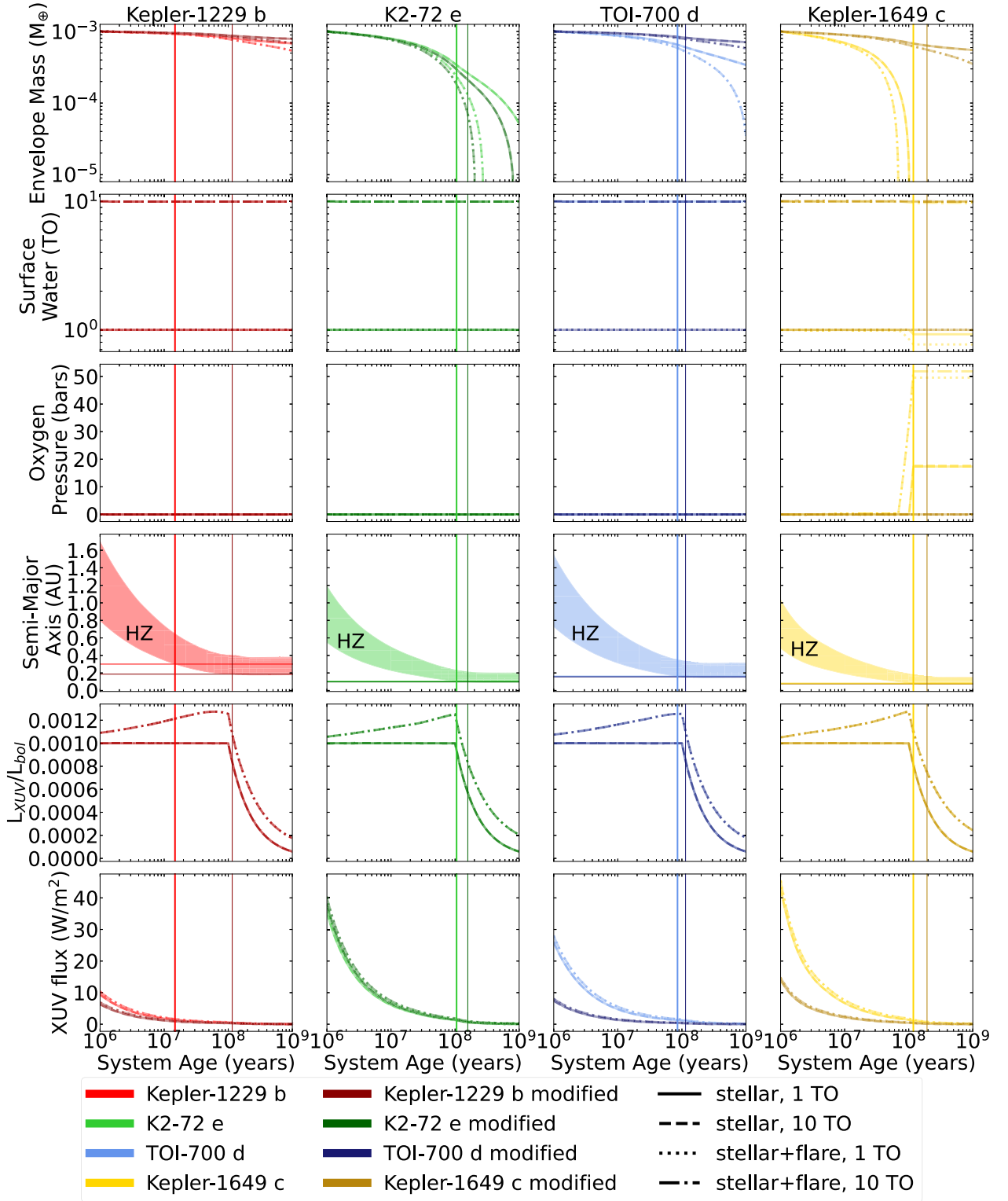


**Figure 10.** Amount of oxygen produced by flares (effect of FLARE module) in the same format as Figure 9 but with different colors as shown in the color bar. [Plots/OxygenBuildUp](#).



**Figure 11.** Position of known planets with respect to the host star. The blue shading represents the conservative HZ, and the region between the red (dashed) and orange (dotted) lines are the optimistic HZ, as defined by Kopparapu et al. (2014). The known planets are represented as circles (Kepler-1229 b), squares (K2-72 e), stars (TOI-700 d), and triangles (Kepler-1649 c). [Plots/RealPlanets/RealPlanetsPosition](#).

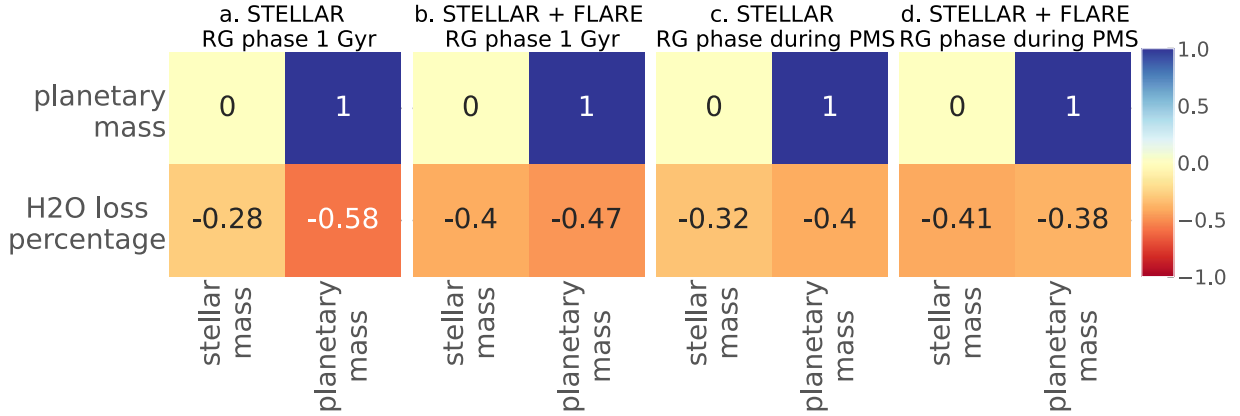




**Figure 12.** Time evolution of planetary parameters for the known planets. From top to bottom: atmospheric mass, surface water, atmospheric oxygen, habitable zone position with respect to the host star, XUV and bolometric luminosity ratio, and XUV flux incoming the planet. [Plots/RealPlanets/RealPlanetsSimulation](#).

This stellar mass trend depends on the length of the runaway greenhouse phase. When the runaway greenhouse phase is the same for all the stellar masses (panels (a) and (b)), the dependence on the stellar masses is weaker than when the runaway greenhouse halts when the planet enters the HZ

(panels (c) and (d)). Here the water lost depends on planetary mass almost equally ( $-0.4$  and  $-0.38$ , respectively), but the stellar mass is more relevant when we consider flares (see panel (d)). In this case, the Pearson coefficient is  $-0.41$  (panel (d)),



**Figure 13.** Pearson correlation coefficient for final water mass for four different assumptions. Panel (a) assumes the planets lose water in the HZ and does not include flares. Panel (b) also assumes the planets lose water in the HZ but that the host-star flares. Panels (c) and (d) assume water loss halts in the HZ, with panel (c) excluding flares and panel (d) including them. [Plots/Correlation](#).

compared to a value of  $-0.32$  when we do not consider flares (panel (c)).

Finally, we note that the flare model from Davenport et al. (2019) contains uncertainties that are not reflected in this analysis. In that work, the authors only considered a few M-dwarf stars in their sample, the observed flares have high energies ( $>31.5$  ergs), and their analyzed stars are all active. These limitations likely make our results an upper limit of the simulated scenarios. Future flare observations of M dwarfs (e.g., achieved with the Transiting Exoplanet Survey) will likely require modifications of the FFD as a function of stellar mass and time. When such an effort has been completed, the results presented here should be revisited.

#### 4.2. Impact of Flares on Known Planets

Our simulations of known planets revealed a wide range of plausible evolutionary trajectories; however, the range is likely underestimated. We assumed that the planets orbit active stars, but that is probably not the case for many of them. TOI-700 is a slow rotator (period = 54 days; Newton et al. 2017; Gilbert et al. 2020; Rodriguez et al. 2020), indicating this star is not currently active. Kepler-1229 has a rotation period of 17.63 days (Torres et al. 2017), so it could be active, but like K2-72 and Kepler-1649, it has no activity or flares reported in the literature. However, these observations are all for their current conditions and, since stellar activity decreases with time (West et al. 2008), our simulations may still be representative of their early evolution. Otherwise, the results presented here can be considered an upper limit (worst case) of the environment that these planets are exposed to.

Cohen et al. (2020) found that TOI-700 d is not in an extreme environment compared to Earth, even considering a strong coronal mass ejection (CME) event. Dong et al. (2020) found that the planet’s atmosphere could be stripped within 1 Gyr if the planet is unmagnetized. This result is consistent with our study, as shown in Figure 12. If we extrapolate the results, TOI-700 d’s envelope mass could be lost just after 1 Gyr. Note, however, that our simulations also predict that water can be retained, even when considering flares. Even with flares, the only case that experienced significant water loss was Kepler-1649c, removing 0.16 TO more than quiescent evolution alone. This result is likely due to the short orbital distance

and small stellar mass, which increase the time the planet is interior to the HZ.

## 5. Conclusions

We simulated the XUV emission of M-dwarf stars to estimate the atmospheric escape and oxygen buildup on synthetic and known Earth-size planets. For the first set of simulations, we modeled a range of parameters, such as the stellar mass, planetary mass, and initial water abundance, to estimate the trajectories that permit water on the planetary surfaces today, i.e., a habitable planet. We find that many planets, including some that are known, could be habitable today. However, we also note that other processes can affect habitability, such as tidal forces, planetary magnetic field, CMEs, or proton events. We also did not consider radiative cooling mechanisms, such as from  $\text{CO}_2$ , in the simulated atmospheres. These are important features to the atmospheric escape when we are analyzing planetary habitability but are beyond the scope of this work and should be explored with future research. Because of all these points, our results should be considered preliminary, especially for the known planets.

As part of this work, we added the Davenport et al. (2019) flare frequency distribution model to the VPlanet software package as a module we call FLARE. We validated this model by reproducing the results in Davenport et al. (2019). This module is now part of this open-source project and available for community use.

We found that flares add about 10% more XUV emission to M dwarfs over the quiescent stellar levels, which can remove up to an additional two TO of surface water compared to quiescent stars, at least for Earth-like planets. We assumed a primordial hydrogen envelope mass of  $0.001 M_{\oplus}$ , so actual water amounts lost will change for different envelope assumptions. We also found that flares play their most significant role in water escape for planets between 2 and  $5 M_{\oplus}$ . Furthermore, the final water content depends more strongly on the stellar mass than the planetary mass when water loss halts once the planet reaches the HZ. However, if the planets continue losing water inside the HZ, then planetary mass is more important. These trends hold for our simulations of known planets. Future space missions such as the James Webb Space Telescope and the ground-based Extremely Large Telescope may be able to test the predictions presented here,

possibly even leading to the discovery of an inhabited exoplanet.

R.B. acknowledges support from NASA grants 80NSSC20K0229 and the NASA Virtual Planetary Laboratory Team through grant No. 80NSSC18K0829. L.N.R.A. and A.S. acknowledge the support of UNAM DGAPA PAPIIT project IN110420. LNRA thanks CONACYT's graduate scholarship program for its support. We thank David Fleming for developing the automatic mass-loss functionality and Caitlyn Wilhelm for developing vspace and the multiplanet codes that facilitated our parameter sweeps.

*Facility:* Exoplanet Archive.

*Software:* VPLanet (Barnes et al. 2020).

### ORCID iDs

Laura N. R. do Amaral  <https://orcid.org/0000-0002-8341-0376>

Rory Barnes  <https://orcid.org/0000-0001-6487-5445>

Antígona Segura  <https://orcid.org/0000-0002-2240-2452>

Rodrigo Luger  <https://orcid.org/0000-0002-0296-3826>

### References

- Atri, D., & Mogan, S. R. C. 2021, *MNRAS*, **500**, L1
- Audard, M., Güdel, M., Drake, J. J., & Kashyap, V. L. 2000, *ApJ*, **541**, 396
- Baraffe, I., & Chabrier, G. 2018, *A&A*, **619**, A177
- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., & Hauschildt, P. 1998, *A&A*, **337**, 403
- Baraffe, I., Homeier, D., Allard, F., & Chabrier, G. 2015, *A&A*, **577**, A42
- Barnes, R., Mullins, K., Goldblatt, C., et al. 2013, *AsBio*, **13**, 225
- Barnes, R., Deitrick, R., Luger, R., et al. 2016, arXiv:1608.06919
- Barnes, R., Luger, R., Deitrick, R., et al. 2020, *PASP*, **132**, 024502
- Barth, P., Carone, L., Barnes, R., et al. 2021, *AsBio*, **21**, 1325
- Becker, J., Gallo, E., Hodges-Kluck, E., Adams, F. C., & Barnes, R. 2020, *AJ*, **159**, 275
- Billings, L. 2011, *Nature News*, **470**, 27
- Birky, J., Barnes, R., & Fleming, D. P. 2021, *RNAAS*, **5**, 122
- Bochanski, J. J., Hawley, S. L., Covey, K. R., et al. 2010, *AJ*, **139**, 2679
- Bolmont, E., Selsis, F., Owen, J. E., et al. 2017, *MNRAS*, **464**, 3728
- Catling, D. C., & Kasting, J. F. 2017, *Atmospheric Evolution on Inhabited and Lifeless Worlds* (Cambridge: Cambridge Univ. Press)
- Chatterjee, S., Ford, E. B., Matsumura, S., & Rasio, F. A. 2008, *ApJ*, **686**, 580
- Cockell, C. S., Bush, T., Bryce, C., et al. 2016, *AsBio*, **16**, 89
- Cohen, O., Garraffo, C., Moschou, S.-P., et al. 2020, *ApJ*, **897**, 101
- Davenport, J. R. 2016, *ApJ*, **829**, 23
- Davenport, J. R., Covey, K. R., Clarke, R. W., et al. 2019, *ApJ*, **871**, 241
- Dole, S. H. 1964, *Habitable Planets for Man* (Santa Monica, CA: Rand Corporation)
- Dong, C., Jin, M., & Lingam, M. 2020, *ApJL*, **896**, L24
- Dotter, A., Chaboyer, B., Jevremović, D., et al. 2008, *ApJS*, **178**, 89
- Dressing, C. D., Vanderburg, A., Schlieder, J. E., et al. 2017, *AJ*, **154**, 207
- Duvvuri, G. M., Pineda, J. S., Berta-Thompson, Z. K., et al. 2021, *ApJ*, **913**, 40
- Erkaev, N. V., Kulikov, Y. N., Lammer, H., et al. 2007, *A&A*, **472**, 329
- Estrela, R., Palit, S., & Valio, A. 2020, *AsBio*, **20**, 1465
- Fleming, D. P., Barnes, R., Luger, R., & VanderPlas, J. T. 2020, *ApJ*, **891**, 155
- Fontenla, J. M., Linsky, J. L., Witbrod, J., et al. 2016, *ApJ*, **830**, 154
- France, K., Fleming, B. T., Drake, J. J., et al. 2019, *Proc. SPIE*, **11118**, 1111808
- France, K., Duvvuri, G., Egan, H., et al. 2020, *AJ*, **160**, 237
- Fujii, Y., Angerhausen, D., Deitrick, R., et al. 2018, *AsBio*, **18**, 739
- Garrett, D., Savransky, D., & Belikov, R. 2018, *PASP*, **130**, 114403
- Gilbert, E. A., Barclay, T., Schlieder, J. E., et al. 2020, *AJ*, **160**, 116
- Hawley, S. L., Davenport, J. R., Kowalski, A. F., et al. 2014, *ApJ*, **797**, 121
- Hawley, S. L., & Pettersen, B. R. 1991, *ApJ*, **378**, 725
- Hayashi, C. 1966, *ARA&A*, **4**, 171
- Hunten, D. M., Pepin, R. O., & Walker, J. C. G. 1987, *Icar*, **69**, 532
- Kasting, J. F. 1988, *Icar*, **74**, 472
- Kasting, J. F., Whitmire, D. P., & Reynolds, R. T. 1993, *Icar*, **101**, 108
- Kopparapu, R. K. 2013, *ApJL*, **767**, L8
- Kopparapu, R. K., Ramirez, R. M., SchottelKotte, J., et al. 2014, *ApJL*, **787**, L29
- Kopparapu, R. K., Ramirez, R., Kasting, J. F., et al. 2013, *ApJ*, **765**, 131
- Lacy, C. H., Moffett, T. J., & Evans, D. S. 1976, *ApJS*, **30**, 85
- Laughlin, G., Bodenheimer, P., & Adams, F. C. 1997, *ApJ*, **482**, 420
- Lin, D. N. C., & Ida, S. 1997, *ApJ*, **477**, 781
- Linsky, J. L., Fontenla, J., & France, K. 2013, *ApJ*, **780**, 61
- Lopez, E. D., Fortney, J. J., & Miller, N. 2012, *ApJ*, **761**, 59
- Luger, R., & Barnes, R. 2015, *AsBio*, **15**, 119
- Luger, R., Barnes, R., Lopez, E., et al. 2015, *AsBio*, **15**, 57
- Murray-Clay, R. A., Chiang, E. I., & Murray, N. 2009, *ApJ*, **693**, 23
- Newton, E. R., Irwin, J., Charbonneau, D., et al. 2017, *ApJ*, **834**, 85
- Osten, R. A., & Wolk, S. J. 2015, *ApJ*, **809**, 79
- Owen, J. E., & Wu, Y. 2016, *ApJ*, **817**, 107
- Peacock, S., Barman, T., Shkolnik, E. L., et al. 2020, *ApJ*, **895**, 5
- Ramirez, R. M., & Kaltenegger, L. 2014, *ApJL*, **797**, L25
- Rasio, F. A., & Ford, E. B. 1996, *Sci*, **274**, 954
- Ribas, I., Guinan, E. F., Güdel, M., & Audard, M. 2005, *ApJ*, **622**, 680
- Rodriguez, J. E., Vanderburg, A., Zieba, S., et al. 2020, *AJ*, **160**, 117
- Salz, M., Schneider, P. C., Czesla, S., & Schmitt, J. H. M. M. 2016, *A&A*, **585**, L2
- Sanz-Forcada, J., Micela, G., Ribas, I., et al. 2011, *A&A*, **532**, A6
- Schaefer, L., Wordsworth, R. D., Berta-Thompson, Z., & Sasselov, D. 2016, *ApJ*, **829**, 63
- Shields, A. L., Ballard, S., & Johnson, J. A. 2016, *PhR*, **663**, 1
- Sotin, C., Grasset, O., & Mocquet, A. 2007, *Icar*, **191**, 337
- Tian, F., & Ida, S. 2015, *NatGe*, **8**, 177
- Tilley, M. A., Segura, A., Meadows, V., Hawley, S., & Davenport, J. 2019, *AsBio*, **19**, 64
- Torres, G., Kane, S. R., Rowe, J. F., et al. 2017, *AJ*, **154**, 264
- Tuomi, M., Jones, H., Butler, R., et al. 2019, arXiv:1906.04644
- Turbet, M., Bolmont, E., Ehrenreich, D., et al. 2020, *A&A*, **638**, A41
- Vanderburg, A., Rowden, P., Bryson, S., et al. 2020, *ApJL*, **893**, L27
- Watson, A. J., Donahue, T. M., & Walker, J. C. G. 1981, *Icar*, **48**, 150
- West, A. A., Hawley, S. L., Bochanski, J. J., et al. 2008, *AJ*, **135**, 785
- Wordsworth, R., & Pierrehumbert, R. 2013, *ApJ*, **778**, 154
- Wordsworth, R., Schaefer, L., & Fischer, R. 2018, *AJ*, **155**, 195
- Youngblood, A., France, K., Loyd, R. P., et al. 2017, *ApJ*, **843**, 31

# Índice de figuras

- 1.1 Sol durante el evento de la fulguración de clase X9.3, en el día 6 de septiembre de 2017. **a**: Manchas solares en la fotosfera del Sol, en el continuo, con el instrumento HMI (*Helioseismic and Magnetic Imager*) que se encuentra en el *Solar Dynamics Observatory* (SDO) . **b**: Magnetograma de las manchas en el Sol con el instrumento HMI. Las regiones en blanco son campos magnéticos con polaridad norte y regiones en color negro con polaridad sur. **c**: Regiones activas en el Sol en la longitud de onda de 131 con el instrumento AIA (*Atmospheric Imaging Assembly*) del SDO) ([Lemen et al., 2012](#)). La región activa AR 2673, señalada en las figuras, es la región que dio origen al evento. Crédito: SDO. . . . . 4
- 1.2 Rotación interna del Sol (línea verde sólida). Las bifurcaciones en la zona convectiva representan la rotación diferencial. La línea roja rayada que divide la zona radiativa de la convectiva, indicada en la figura, es la tacoclina. Crédito: [Strong et al. \(2012\)](#). . . . . 5
- 1.3 Esquema de evolución del campo magnético del Sol a lo largo del ciclo solar (que dura aproximadamente 11 años). Durante el momento de menor actividad ("Solar Minimum"), el Sol tiene un campo magnético de configuración dipolar/poloidal. Con el tiempo, la configuración pasa a ser multipolar, y el Sol presenta mayor actividad ("Maximum"). Crédito: [O'Shea \(2018\)](#). . . . 6

- 1.4 Estructura interna y externa del Sol. En la figura están indicadas las características principales de cada capa. El núcleo representa el 25 % del radio del Sol, con una temperatura igual a  $1.5 \times 10^7$  K, y una densidad igual a  $1.6 \times 10^5 \text{ kg m}^{-3}$ . La zona radiativa presenta una temperatura entre  $8 \times 10^6$  y  $5 \times 10^5$  K, y se encuentra entre  $0.25$  y  $0.7 R_{\odot}$ . La zona convectiva se encuentra entre  $0.7$  y  $1 R_{\odot}$  y posee una densidad máxima de  $8 \times 10^{-5} \text{ kg m}^{-3}$  y una temperatura entre  $5 \times 10^5$  y  $6600$  K. La atmósfera solar está dividida entre fotosfera, cromosfera y corona. La fotosfera es la capa más profunda de la atmósfera solar, y posee  $0.5 \times 10^6 \text{ m}$  de ancho y una temperatura de  $5778$  K. La cromosfera tiene  $2.5 \times 10^6 \text{ m}$  de ancho y una densidad menor a que  $10^{-11} \text{ kg m}^{-3}$ . La corona es la capa más externa de la atmósfera y posee una temperatura del orden de  $10^6 \text{ K}$ . Crédito: [Priest \(2014\)](#) . . . . . 7
- 1.5 a. Flujo incidente, en diferentes longitudes de onda, en la atmósfera alta de Proxima Centauri b (línea negra) y en la Tierra (línea roja) debido a la estrella Proxima Centauri (M5.5V) y al Sol, respectivamente, en sus estados basales. Crédito: [Ribas et al. \(2017\)](#). b. Flujo de rayos X comparado con la emisión total de la estrella (bolométrica) para estrellas con masa hasta  $1 M_{\odot}$ . Las líneas verticales indican el aumento de flujo debido a fulguraciones, y el punto subsecuente en la misma línea indica en cuanto aumentó el flujo de la estrella debido a tales eventos. Los puntos sin líneas adyacentes representan las estrellas en su estado basal. Las estrellas señaladas en la figura con el nombre son enanas M. Los símbolos en forma de cruz corresponden a estrellas del tipo UV Ceti (que presentan fulguraciones), mientras que los círculos representan a aquellas que no son clasificadas como estrellas que presentan fulguraciones. Crédito: [Scalo et al. \(2007\)](#). . . . . 11

|     |                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                     |    |
|-----|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 1.6 | Fases de una fulguración con respecto al tiempo y la intensidad de las emisiones del evento en diferentes longitudes de onda ( <a href="#">Benz, 2012</a> ) . . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                               | 13 |
| 1.7 | Modelo esquemático de la formación de una fulguración en el Sol. La figura muestra un corte transversal en un bucle magnético que da origen a una fulguración, antes (Figura 1.7.a, <i>impulsive phase</i> ) y después (Figura 1.7.b, <i>gradual phase</i> ) del máximo del evento. Los detalles de cada fase están explicados en el texto. En la figura, el plasmoide da origen a la CME, la <i>conduction front</i> se refiere al frente de conducción térmica de partículas (como por ejemplo electrones) emitidas en el proceso de la reconexión de las líneas de campo magnético. El <i>evaporation flow</i> es el material de la cromosfera que fue evaporado después que las partículas del frente de conducción térmica transfirieron energía de la corona a la región, y los <i>H<math>\alpha</math> ribbons</i> se refieren a las llamadas bandas de H $\alpha$ , que son regiones de la base de la cromosfera que emiten en la longitud de onda del H $\alpha$ (656.28 nm) cuando el frente interactúa con la base del bucle que da origen a la fulguración ( <a href="#">Radziszewski et al., 2011</a> ; <a href="#">Priest, 2014</a> ). Las <i>footpoint sources</i> son generadas por el mismo proceso de formación de las bandas de H $\alpha$ . La región de difusión es la región entre el bucle magnético y el plasmoide. Crédito: <a href="#">Magara et al. (1996)</a> . . . . . | 14 |
| 1.8 | Observación de las fases de una fulguración solar de clase C8.8 (que corresponde a un flujo igual a $8.8 \times 10^{-6}$ W m $^{-2}$ ) en la escala GOES con respecto al tiempo y la intensidad de las emisiones del evento en diferentes longitudes de onda. Crédito: Adaptado de NASA/S-DO/AIA/R. Hock/University of Colorado. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                            | 15 |



|      |                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                              |    |
|------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 1.9  | <b>a:</b> Frecuencia de las fulguraciones en diferentes tipos espectrales de enanas M para la muestra de Kepler (Hawley et al., 2014). <b>b:</b> superfulguración observada en Proxima Centauri observada por Evryscope (Law et al., 2014; Howard et al., 2018). Las imágenes en la parte superior de la figura son de la estrella durante el evento. La gráfica en parte inferior es el flujo de la estrella durante el evento. Las letras en la gráfica corresponden a cada uno de los momentos de las imágenes en la parte superior de la figura. . . . . | 16 |
| 1.10 | Estructura vertical de la atmósfera terrestre (Catling and Kasting, 2017). . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                           | 20 |
| 1.11 | Modelo esquemático del perfil de temperatura (línea negra) de la atmósfera de planetas rocosos y procesos químicos que ocurren en cada capa de la atmósfera (Wordsworth and Kreidberg, 2021). . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                        | 21 |
| 1.12 | Perfil de densidad electrónica de la ionosfera terrestre (línea sólida) durante el día (en el punto subsolar). Las líneas rayadas dividen las regiones (D, E, F1 y F2) dentro de la ionosfera. Las flechas indican hasta que punto la radiación o procesos que ionizan la región pueden penetrar en la ionosfera (Bauer and Lammer, 2013). . . . .                                                                                                                                                                                                           | 22 |
| 1.13 | <b>a.</b> Relación masa-radio para diferentes exoplanetas, incluyendo las supertierra del sistema GJ 9827 (Rice et al., 2019). Las diferentes líneas rayadas de colores representan diferentes composiciones químicas, como se indica en la figura. <b>b.</b> Espectro de transmisión de la atmósfera de la supertierra LHS 1140 b, que orbita una enana M de 0.179 $M_{\odot}$ (Edwards et al., 2020). <b>c.</b> Relación masa-radio para los planetas del sistema TRAPPIST-1 (Agol et al., 2021). . . . .                                                  | 25 |

- 1.14 Espectro de transmisión del agua **a.** en el planeta K2-18b por los telescopios HST, Spitzer y K2 (**Benneke et al., 2019**) y **b.** en el planeta WASP-96 b, por el instrumento NIRISS del JWST (NASA, ESA, CSA, y STScI). Los puntos en ambas gráficas son los datos observados y las curvas azules y roja son los modelos que mejor ajustan los datos. En la gráfica superior, entre  $0.6\ \mu\text{m}$  e  $0.7\ \mu\text{m}$  están los datos en el rango del visible (Kepler/K2), en  $3.6\ \mu\text{m}$  y  $4.5\ \mu\text{m}$  están las observaciones en infrarrojo (Spitzer/IRAC) y alrededor de  $1.4\ \mu\text{m}$  están los datos de observación del agua (HST/WFC3). Crédito: JWST/NIRISS (**Pontoppidan et al., 2022**). . . 27
- 1.15 Representación gráfica de algunas de los diferentes límites de la HZ con respecto a la temperatura y flujo estelar. Los exoplanetas indicados en la figura son algunos de los exoplanetas considerados potencialmente habitables en el catálogo del Laboratorio de Habitabilidad Planetaria (<https://phl.upr.edu/projects/habitable-exoplanets>). Las líneas roja, amarilla, amarilla rayada, azul y naranja representan, los diferentes límites de la HZ, dependiendo de las suposiciones adoptadas para el cálculo. La región entre la línea roja y naranja representa la OHZ. Por otro lado, la HZ conservadora es la región entre las líneas amarilla y azul. La explicación de cada límite puede ser vista en el texto. (**Kasting et al., 1993**). 34



- 1.16 Representación esquemática del efecto invernadero en un planeta tipo terrestre. La radiación estelar en el rango del visible llega al planeta, pasa a través de la atmósfera y llega a la superficie del planeta (segunda flecha de la izquierda hacia la derecha). Parte de la radiación es reflejada en el visible por la superficie (primera flecha de la izquierda hacia la derecha) y parte es absorbida por el planeta y reemitida en el infrarrojo hacia afuera del planeta (tercera flecha de la izquierda hacia la derecha). Cuando esta radiación reemitida pasa por la atmósfera, es absorbida por la atmósfera y reemitida, parte al espacio (cuarta flecha de la izquierda hacia la derecha) y parte otra vez a la superficie del planeta (quinta flecha de la izquierda hacia la derecha). Crédito: [Marshall and Plumb \(2008\)](#). . . . . 36
- 1.17 **a.** Razón de mezcla del agua para un planeta con diferentes temperaturas en la superficie. En la Figura los puntos de inflexión son la tropopausa, donde está la trampa fría del planeta ([Kopparapu et al., 2013](#)). **b.** Perfil de temperatura (línea oscura/morada punteada) y razón de mezcla del agua (línea clara/verde continua) para la Tierra. Análogamente al panel a, el primer punto de inflexión de bajo hacia arriba, como indica la figura, es la trampa fría de la Tierra. . . . . 37
- 1.18 Límites de la HZ para diferentes masas planetarias. El borde interno para  $1 M_{\oplus}$  (curva verde) fue escalado usando el borde interno de la HZ para el Sol de [Leconte et al. \(2013\)](#), usando la definición del borde de la OHZ de [Kopparapu et al. \(2014\)](#). El borde externo mostrado en la figura representa el límite externo de la HZ conservadora. El radio de influencia de las fuerzas de marea (línea punteada en negro), separa los planetas que rotan rápidamente de los que están frenados por fuerzas de marea. Crédito: [Kopparapu et al. \(2014\)](#). 39

|      |                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                       |    |
|------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 1.19 | Evolución de la posición de la HZ (región azul celeste) de la estrella Proxima Centauri. Las curvas en rojo son las posiciones de los límites internos de la HZ para tres valores de albedo diferentes ( <a href="#">Barnes et al., 2016</a> ). . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                 | 40 |
| 2.1  | Factores que afectan la habitabilidad planetaria. Los elementos en gris son las propiedades planetarias relevantes que deben ser determinadas o inferidas. Los factores en azul se pueden observar con telescopios potentes, los verdes requieren un modelado limitado por los datos observados y las propiedades o procesos en naranja son accesibles principalmente a través del modelos teóricos. Crédito: <a href="#">Meadows and Barnes (2018)</a> . .                                                                                                                           | 45 |
| 2.2  | Esquema del escape atmosférico en el modelo usado en las simulaciones. El azul más oscuro representa el espacio y los fondos azules más claros, de arriba a abajo, representan la envoltura de hidrógeno y el océano. La región café (en la parte inferior de la figura) representa la superficie planetaria. Los puntos azul claro son los átomos de hidrógeno y los puntos rojos son los átomos de oxígeno. Las flechas moradas son la radiación XUV incidente en el planeta. La curva morada horizontal representa el radio XUV. Crédito: <a href="#">Amaral et al. (2022)</a> . . | 52 |
| 2.3  | Evolución temporal de diferentes parámetros estelares para estrellas con masas entre 0.08 y 1.3 $M_{\odot}$ , usando el módulo STELLAR y asumiendo el modelo de evolución de <a href="#">Baraffe et al. (2015)</a> ( <a href="#">Barnes et al., 2020</a> ). . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                   | 53 |
| 2.4  | Tiempo que un planeta queda en la fase corta de efecto invernadero desbocado en función de la masa estelar. Crédito: Presente trabajo. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                        | 55 |
| 2.5  | Diagrama de flujo del módulo FLARE. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                           | 57 |

|     |                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                     |    |
|-----|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 2.6 | <b>a.</b> FFD de una estrella de masa igual a $0.5 M_{\odot}$ en diferentes etapas de su evolución (Davenport et al., 2019, Fig. 10). <b>b.</b> Reproducción del panel superior de la Figura 10 de Davenport et al. (2019) (e.g. Figura 2.6.a) hecha con el módulo FLARE. La Figura muestra la tasa de fulguración en función de la energía de las fulguraciones para una estrella de $0.5 M_{\odot}$ , con edades de 1 Myr (azul), 10 Myr (morado), 100 Myr (café), y 1 Gyr (rojo). . . . .                                                                        | 61 |
| 2.7 | Predicción del módulo FLARE para la distribución de la tasa de fulguraciones (FFD) para diferentes enanas M usadas en este trabajo. <b>a:</b> FFD para fulguraciones con la misma energía que la gran fulguración de AD Leo (después de convertir la energía reportada por Hawley and Pettersen (1991) para la banda de <i>Kepler</i> ) como función de la edad de la estrella para estrellas con 0.2, 0.4 y $0.6 M_{\odot}$ . <b>b:</b> FFD para energías entre $10^{33}$ y $10^{36}$ ergs, para las mismas tres estrellas, en cuatro periodos diferentes. . . . . | 62 |

- 2.8 Evolución estelar con y sin fulguraciones para estrellas con masas entre  $0.2 M_{\odot}$  y  $0.6 M_{\odot}$ . Los paneles (a) y (b) muestran la luminosidad bolométrica y la luminosidad XUV quiescente, respectivamente, mientras que los paneles (c) y (d) muestran la luminosidad XUV debido a las fulguraciones y la luminosidad total en XUV con (líneas punteadas, es decir, la suma de parámetros de panel (b) y (c)) y sin fulguraciones (líneas continuas), respectivamente. El panel (e) muestra la relación entre la luminosidad XUV debido a las fulguraciones y la luminosidad bolométrica, y el panel (f) muestra la relación entre la luminosidad XUV debido a las fulguraciones y la luminosidad XUV quiescente. Los colores representan diferentes masas estelares como se indica en la leyenda del panel b. Las líneas verticales en cada panel representan el momento en que cada estrella entró a la MS. . . . . 63
- 4.1 Porcentaje (isocontornos) y cantidad absoluta (sombreado) de agua perdida debido al flujo XUV de la estrella en estado basal (módulos **AtmEsc** + **Stellar**; paneles del lado izquierdo) y agregando fulguraciones (módulos **AtmEsc** + **Stellar** + **Flare**; paneles del lado derecho). En este escenario, la fotólisis del agua se detiene cuando el planeta entra en la HZ. El círculo, cuadrado, estrella y triángulo representan los resultados aproximados para los planetas Kepler-1229 b, K2-72 e, TOI-700 d y Kepler-1649 c, respectivamente (Ver Tabla 3.2). La masa planetaria en la parte inferior derecha de cada panel representa la masa planetaria usada en las simulaciones del panel. El porcentaje máximo de pérdida de agua con respecto al agua inicial está indicado en la parte superior izquierda de cada panel. . . . . 71

|     |                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                   |    |
|-----|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 4.2 | Descripción análoga a la de la Figura 4.1, con la diferencia que en este escenario los planetas están en efecto invernadero desbocado extendido, es decir, la pérdida del agua sigue aunque el planeta esté dentro de la HZ.                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                      | 72 |
| 4.3 | Porcentaje de pérdida de agua debido exclusivamente a fulguraciones (isocontornos) y cantidad absoluta (sombreado en colores) en TO. a. Fase de efecto invernadero desbocado corta. b. Fase de efecto invernadero desbocado extensa. Los valores representados en colores de las figuras a y b son calculados a partir de la diferencia entre los valores en los paneles de la derecha menos los de los paneles de la izquierda de las Figuras 4.1 y 4.2, respectivamente.                                                                                                                                                                                                                                        | 75 |
| 4.4 | Cantidad de oxígeno generada por la fotólisis del agua debido a fulguraciones (efecto del módulo FLARE), durante una a. fase de efecto invernadero desbocado corta y b. extensa. Esta Figura tiene formato análogo a la Figura 4.3, con la diferencia que los colores y los isocontornos representan la misma medida física.                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                      | 77 |
| 4.5 | Posición de los cuatro planetas reales elegidos con respecto a su estrella. El sombreado azul, limitado por las líneas punto-rayada (azul claro) y sólida (azul oscuro), representa la HZ conservadora, y la región entre la línea trazada (rojo) y punteada (naranja) representa la OHZ, siguiendo la definición de <a href="#">Kopparapu et al. (2014)</a> . Los planetas son representados con círculo (Kepler-1229 b), cuadrado (K2-72 e), estrella (TOI-700 d) y triángulo (Kepler-1649 c). Los tonos más claros de los símbolos de los planetas representan la distancia real de los planetas detectados. Los tonos más oscuros representan la distancia de 1 ua equivalente para cada uno de los planetas. | 79 |

|     |                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                               |    |
|-----|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 4.6 | Evolución temporal de los parámetros planetarios para 4 exoplanetas conocidos. De arriba hacia abajo: masa atmosférica, cantidad de agua superficial, oxígeno atmosférico, posición de la HZ con respecto a la estrella huésped, razón entre la luminosidad XUV y bolométrica de la estrella y flujo de XUV incidente en el planeta. Las líneas verticales representan en momento en que el planeta entra en la HZ. Las simulaciones que usaron solamente el módulo <b>STELLAR</b> y empezaron con una cantidad de agua inicial de 1 TO y 10 TO, están representadas, respectivamente, por curvas sólidas y de rayas. Las simulaciones que usaron el módulo <b>STELLAR</b> y <b>FLARE</b> , y empezaron con una cantidad de agua inicial de 1 TO y 10 TO, están representadas, respectivamente, por curvas punteadas y punto-rayadas. . . . . | 81 |
| 5.1 | Coeficiente de correlación de Pearson para la cantidad final de agua para cuatro casos diferentes. El panel (a) asume que los planetas pierden agua en la HZ(efecto invernadero desbocado extendido) y no incluye fulguraciones. El panel (b) también asume que los planetas pierden agua en la HZ, pero que la estrella huésped es activa. Los paneles (c) y (d) asumen que la pérdida de agua se detiene en la HZ (el efecto invernadero desbocado de fase corta), con el panel (c) excluyendo las fulguraciones y el panel (d) incluyéndolas. Los valores en los paneles representan el valor del coeficiente de correlación de Pearson (ver texto). . . . .                                                                                                                                                                               | 85 |

# Índice de tablas

|     |                                                                                 |    |
|-----|---------------------------------------------------------------------------------|----|
| 2.1 | Factores de conversión usados dentro del módulo FLARE.                          | 59 |
| 3.1 | Parámetros usados para simular los planetas hipotéticos.                        | 67 |
| 3.2 | Parámetros usados en las simulaciones de los cuatro planetas conocidos. . . . . | 68 |

# Referencias bibliográficas

---

- Abbo, L., Ofman, L., Antiochos, S., Hansteen, V., Harra, L., Ko, Y.-K., Lapenta, G., Li, B., Riley, P., Strachan, L., et al. (2016). Slow solar wind: Observations and modeling. *Space Science Reviews*, 201(1):55–108.
- Abrevaya, X. C., Leitzinger, M., Oppezzo, O., Odert, P., Patel, M., Luna, G., Forte Giacobone, A., and Hanslmeier, A. (2020). The uv surface habitability of proxima b: first experiments revealing probable life survival to stellar flares. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*, 494(1):L69–L74.
- Agol, E., Dorn, C., Grimm, S. L., Turbet, M., Ducrot, E., Delrez, L., Gillon, M., Demory, B.-O., Burdanov, A., Barkaoui, K., et al. (2021). Refining the transit-timing and photometric analysis of trappist-1: masses, radii, densities, dynamics, and ephemerides. *The planetary science journal*, 2(1):1.
- Alvarado-Gómez, J. D., Drake, J. J., Moschou, S. P., Garraffo, C., Cohen, O., Yadav, R. K., Fraschetti, F., et al. (2019). Coronal response to magnetically suppressed cme events in m-dwarf stars. *The Astrophysical Journal Letters*, 884(1):L13.
- Amaral, L. N. d., Barnes, R., Segura, A., and Luger, R. (2022). The contribution of m-dwarf flares to the thermal escape of potentially habitable planet atmospheres. *The Astrophysical Journal*, 928(1):12.



## REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

---

- Anglada-Escudé, G., Amado, P. J., Barnes, J., Berdiñas, Z. M., Butler, R. P., Coleman, G. A. L., de La Cueva, I., Dreizler, S., Endl, M., Giesers, B., Jeffers, S. V., Jenkins, J. S., Jones, H. R. A., Kiraga, M., Kürster, M., López-González, M. J., Marvin, C. J., Morales, N., Morin, J., Nelson, R. P., Ortiz, J. L., Ofir, A., Paardekooper, S.-J., Reiners, A., Rodríguez, E., Rodríguez-López, C., Sarmiento, L. F., Strachan, J. P., Tsapras, Y., Tuomi, M., and Zechmeister, M. (2016). A terrestrial planet candidate in a temperate orbit around Proxima Centauri. *Nature*, 536:437–440.
- Astudillo-Defru, N., Forveille, T., Bonfils, X., Ségransan, D., Bouchy, F., Delfosse, X., Lovis, C., Mayor, M., Murgas, F., Pepe, F., et al. (2017). The harps search for southern extra-solar planets-xli. a dozen planets around the m dwarfs gj 3138, gj 3323, gj 273, gj 628, and gj 3293. *Astronomy & Astrophysics*, 602:A88.
- Atri, D. and Mogan, S. R. C. (2020). Stellar flares versus luminosity: XUV-induced atmospheric escape and planetary habitability. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*, 500(1):L1–L5.
- Audard, M., Güdel, M., Drake, J. J., and Kashyap, V. L. (2000). Extreme-ultraviolet flare activity in late-type stars. *The Astrophysical Journal*, 541(1):396.
- Bagnasco, G., Kolm, M., Ferruit, P., Honnen, K., Koehler, J., Lemke, R., Maschmann, M., Melf, M., Noyer, G., Rumler, P., et al. (2007). Overview of the near-infrared spectrograph (nirspec) instrument on-board the james webb space telescope (jwst). In *Cryogenic Optical Systems and Instruments XII*, volume 6692, pages 174–187. SPIE.
- Bahcall, N. A. (1986). The hubble space telescope. *Annals of the New York Academy of Sciences*, 470:331–337.
- Baker, D. M. (1970). Flare classification based upon X-ray intensity. In *American Institute of Aeronautics and Astronautics Conference*, page 1370.

- Bale, S., Badman, S., Bonnell, J., Bowen, T., Burgess, D., Case, A., Cattell, C., Chandran, B., Chaston, C., Chen, C., et al. (2019). Highly structured slow solar wind emerging from an equatorial coronal hole. *Nature*, 576(7786):237–242.
- Baraffe, I. and Chabrier, G. (2018). A closer look at the transition between fully convective and partly radiative low-mass stars. *Astronomy & Astrophysics*, 619:A177.
- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., and Hauschildt, P. (1998). Evolutionary models for solar metallicity low-mass stars: mass-magnitude relationships and color-magnitude diagrams. *Astronomy and Astrophysics*, 337:403–412.
- Baraffe, I., Homeier, D., Allard, F., and Chabrier, G. (2015). New evolutionary models for pre-main sequence and main sequence low-mass stars down to the hydrogen-burning limit. *Astronomy & Astrophysics*, 577:A42.
- Barnes, R., Deitrick, R., Luger, R., Driscoll, P. E., Quinn, T. R., Fleming, D. P., Guyer, B., McDonald, D. V., Meadows, V. S., Arney, G., et al. (2016). The habitability of proxima centauri b i: evolutionary scenarios. *arXiv preprint arXiv:1608.06919*.
- Barnes, R., Luger, R., Deitrick, R., Driscoll, P., Quinn, T. R., Fleming, D. P., Smotherman, H., McDonald, D. V., Wilhelm, C., Garcia, R., et al. (2020). Vplanet: The virtual planet simulator. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 132(1008):024502.
- Barth, P., Carone, L., Barnes, R., Noack, L., Mollière, P., and Henning, T. (2021). Magma Ocean Evolution of the TRAPPIST-1 Planets. *Astrobiology*, 21(11):1325–1349.
- Bauer, S. and Lammer, H. (2013). *Planetary aeronomy: atmosphere environments in planetary systems*. Springer Science & Business Media.

## REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

---

- Benneke, B., Wong, I., Piaulet, C., Knutson, H. A., Lothringer, J., Morley, C. V., Crossfield, I. J., Gao, P., Greene, T. P., Dressing, C., et al. (2019). Water vapor and clouds on the habitable-zone sub-neptune exoplanet k2-18b. *The Astrophysical Journal Letters*, 887(1):L14.
- Benz, A. O. (2012). *Plasma astrophysics: Kinetic processes in solar and stellar coronae*, volume 184. Springer Science & Business Media.
- Bibring, J.-P., Langevin, Y., Mustard, J. F., Poulet, F., Arvidson, R., Gendrin, A., Gondet, B., Mangold, N., Pinet, P., Forget, F., et al. (2006). Global mineralogical and aqueous mars history derived from omega/mars express data. *science*, 312(5772):400–404.
- Billings, L. (2011). Astronomy: Exoplanets on the cheap. *Nature News*, 470(7332):27–29.
- Birky, J., Barnes, R., and Fleming, D. P. (2021). Improved Constraints for the XUV Luminosity Evolution of Trappist-1. *Research Notes of the American Astronomical Society*, 5(5):122.
- Bochanski, J. J., Hawley, S. L., Covey, K. R., West, A. A., Reid, I. N., Golimowski, D. A., and Ivezić, Ž. (2010). The luminosity and mass functions of low-mass stars in the galactic disk. ii. the field. *The Astronomical Journal*, 139(6):2679.
- Bolmont, E., Selsis, F., Owen, J. E., Ribas, I., Raymond, S. N., Leconte, J., and Gillon, M. (2017). Water loss from terrestrial planets orbiting ultracool dwarfs: implications for the planets of TRAPPIST-1. *MNRAS*, 464:3728–3741.
- Borucki, W. J. (2016). Kepler mission: development and overview. *Reports on Progress in Physics*, 79(3):036901.
- Carigi, L. (2015). Solar neighborhood. *Encyclopedia of Astrobiology*, pages 2286–2287.

- Carrington, R. C. (1859). Description of a singular appearance seen in the sun on september 1, 1859. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 20:13–15.
- Catling, D. C. and Kasting, J. F. (2017). *Atmospheric evolution on inhabited and lifeless worlds*. Cambridge University Press.
- Chabrier, G. (2003). Galactic stellar and substellar initial mass function. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 115(809):763.
- Chabrier, G. and Baraffe, I. (1997). Structure and evolution of low-mass stars. *arXiv preprint astro-ph/9704118*.
- Charbonneau, P. (2014). Solar dynamo theory. *Annu. Rev. Astron. Astrophys*, 52:251–290.
- Chen, H., Zhan, Z., Youngblood, A., Wolf, E. T., Feinstein, A. D., and Horton, D. E. (2021). Persistence of flare-driven atmospheric chemistry on rocky habitable zone worlds. *Nature Astronomy*, 5(3):298–310.
- Chiu, M., Von-Mehlem, U., Willey, C., Betenbaugh, T., Maynard, J., Krein, J., Conde, R., Gray, W., Hunt, J., Mosher, L., et al. (1998). Ace spacecraft. *Space science reviews*, 86(1):257–284.
- Cloutier, R., Astudillo-Defru, N., Doyon, R., Bonfils, X., Almenara, J.-M., Bouchy, F., Delfosse, X., Forveille, T., Lovis, C., Mayor, M., et al. (2019). Confirmation of the radial velocity super-earth k2-18c with harps and carmenes. *Astronomy & Astrophysics*, 621:A49.
- Cockell, C. S., Bush, T., Bryce, C., Direito, S., Fox-Powell, M., Harrison, J., Lammer, H., Landenmark, H., Martin-Torres, J., Nicholson, N., et al. (2016). Habitability: a review. *Astrobiology*, 16(1):89–117.
- Cohen, O., Garraffo, C., Moschou, S.-P., Drake, J. J., Alvarado-Gómez, J., Gloer, A., and Frascchetti, F. (2020). The space environment and atmospheric joule heating of the habitable zone exoplanet toi 700 d. *The Astrophysical Journal*, 897(1):101.

## REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

---

- Crossfield, I. J. M., Ciardi, D. R., Petigura, E. A., Sinukoff, E., Schlieder, J. E., Howard, A. W., Beichman, C. A., Isaacson, H., Dressing, C. D., Christiansen, J. L., Fulton, B. J., Lépine, S., Weiss, L., Hirsch, L., Livingston, J., Baranec, C., Law, N. M., Riddle, R., Ziegler, C., Howell, S. B., Horch, E., Everett, M., Teske, J., Martinez, A. O., Obermeier, C., Benneke, B., Scott, N., Deacon, N., Aller, K. M., Hansen, B. M. S., Mancini, L., Ciceri, S., Brahm, R., Jordán, A., Knutson, H. A., Henning, T., Bonnefoy, M., Liu, M. C., Crepp, J. R., Lothringer, J., Hinz, P., Bailey, V., Skemer, A., and Defrere, D. (2016). 197 Candidates and 104 Validated Planets in K2’s First Five Fields. *ApJS*, 226(1):7.
- Cukier, W., kumar Kopparapu, R., Kane, S. R., Welsh, W., Wolf, E., Kostov, V., and Haqq-Misra, J. (2019). Habitable zone boundaries for circumbinary planets. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 131(1006):124402.
- Davenport, J. R. (2016). The kepler catalog of stellar flares. *The Astrophysical Journal*, 829(1):23.
- Davenport, J. R., Covey, K. R., Clarke, R. W., Boeck, A. C., Cornet, J., and Hawley, S. L. (2019). The evolution of flare activity with stellar age. *The Astrophysical Journal*, 871(2):241.
- Davila, J. M., Rust, D. M., Pizzo, V. J., and Liewer, P. C. (1996). Solar terrestrial relations observatory (stereo). In *Missions to the Sun*, volume 2804, pages 34–38. SPIE.
- De Wit, J., Wakeford, H. R., Lewis, N. K., Delrez, L., Gillon, M., Selsis, F., Leconte, J., Demory, B.-O., Bolmont, E., Bourrier, V., et al. (2018). Atmospheric reconnaissance of the habitable-zone earth-sized planets orbiting trappist-1. *Nature Astronomy*, 2(3):214–219.
- Dehant, V., Lammer, H., Kulikov, Y. N., Grießmeier, J.-M., Breuer, D., Verhoeven, O., Karatekin, Ö., Van Hoolst, T., Korablev, O., and Lagnonné, P. (2007). Planetary magnetic dynamo effect on atmospheric protection of early earth and mars. *Space Science Reviews*, 129(1):279–300.

- Ding, F. and Wordsworth, R. D. (2022). Prospects for water vapor detection in the atmospheres of temperate and arid rocky exoplanets around m-dwarf stars. *The Astrophysical Journal Letters*, 925(1):L8.
- Domingo, V., Fleck, B., and Poland, A. I. (1995). The soho mission: an overview. *Solar Physics*, 162(1):1–37.
- Dong, C., Jin, M., and Lingam, M. (2020). Atmospheric escape from toi-700 d: Venus versus earth analogs. *The Astrophysical Journal Letters*, 896(2):L24.
- Dorn, C., Venturini, J., Khan, A., Heng, K., Alibert, Y., Helled, R., Rivoldini, A., and Benz, W. (2017). A generalized bayesian inference method for constraining the interiors of super earths and sub-neptunes. *Astronomy & Astrophysics*, 597:A37.
- Dotter, A., Chaboyer, B., Jevremović, D., Kostov, V., Baron, E., and Ferguson, J. W. (2008). The dartmouth stellar evolution database. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 178(1):89.
- Doyon, R., Hutchings, J. B., Beaulieu, M., Albert, L., Lafrenière, D., Willott, C., Touahri, D., Rowlands, N., Maszkiewicz, M., Fullerton, A. W., et al. (2012). The jwst fine guidance sensor (fgs) and near-infrared imager and slitless spectrograph (niriss). In *Space Telescopes and Instrumentation 2012: Optical, Infrared, and Millimeter Wave*, volume 8442, pages 1005–1017. SPIE.
- Dressing, C. D., Vanderburg, A., Schlieder, J. E., Crossfield, I. J., Knutson, H. A., Newton, E. R., Ciardi, D. R., Fulton, B. J., Gonzales, E. J., Howard, A. W., et al. (2017). Characterizing k2 candidate planetary systems orbiting low-mass stars. ii. planetary systems observed during campaigns 1–7. *The Astronomical Journal*, 154(5):207.
- Ducrot, E., Gillon, M., Delrez, L., Agol, E., Rimmer, P., Turbet, M., Günther, M., Demory, B.-O., Triaud, A., Bolmont, E., et al. (2020).

## REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

---

- Trappist-1: Global results of the spitzer exploration science program red worlds. *Astronomy & Astrophysics*, 640:A112.
- Durney, B. R., De Young, D. S., and Roxburgh, I. W. (1993). On the generation of the large-scale and turbulent magnetic fields in solar-type stars. *Solar Physics*, 145(2):207–225.
- Edwards, B., Changeat, Q., Mori, M., Anisman, L. O., Morvan, M., Yip, K. H., Tsiaras, A., Al-Refaie, A., Waldmann, I., and Tinetti, G. (2020). Hubble wfc3 spectroscopy of the habitable-zone super-earth lhs 1140 b. *The Astronomical Journal*, 161(1):44.
- Emslie, A., Dennis, B., Shih, A., Chamberlin, P., Mewaldt, R., Moore, C., Share, G., Vourlidas, A., and Welsch, B. (2012). Global energetics of thirty-eight large solar eruptive events. *The Astrophysical Journal*, 759(1):71.
- Erkaev, N. V., Kulikov, Y. N., Lammer, H., Selsis, F., Langmayr, D., Jaritz, G. F., and Biernat, H. K. (2007). Roche lobe effects on the atmospheric loss from “Hot Jupiters”. *A&A*, 472:329–334.
- Estrela, R., Palit, S., and Valio, A. (2020). Surface and oceanic habitability of trappist-1 planets under the impact of flares. *Astrobiology*, 20(12):1465–1475.
- Fang, X., Ma, Y., Brain, D., Dong, Y., and Lillis, R. (2015). Control of mars global atmospheric loss by the continuous rotation of the crustal magnetic field: A time-dependent mhd study. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 120(12):10–926.
- Fleming, D. P., Barnes, R., Luger, R., and VanderPlas, J. T. (2020). On the XUV Luminosity Evolution of TRAPPIST-1. *ApJ*, 891(2):155.
- Fontenla, J. M., Linsky, J. L., Witbrod, J., France, K., Buccino, A., Mauas, P., Vieytes, M., and Walkowicz, L. M. (2016). SEMI-EMPIRICAL MODELING OF THE PHOTOSPHERE, CHROMOSPHERE, TRANSITION REGION, AND CORONA OF THE

- m-DWARF HOST STAR GJ 832. *The Astrophysical Journal*, 830(2):154.
- Forbes, T. G. (2000). Solar and stellar flares. In *Astronomy, physics and chemistry of  $H_3^+$* , volume 358, pages 711–727.
- Fox, N., Velli, M., Bale, S., Decker, R., Driesman, A., Howard, R., Kasper, J. C., Kinnison, J., Kusterer, M., Lario, D., et al. (2016). The solar probe plus mission: humanity’s first visit to our star. *Space Science Reviews*, 204(1):7–48.
- Fraine, J., Deming, D., Benneke, B., Knutson, H., Jordán, A., Espinoza, N., Madhusudhan, N., Wilkins, A., and Todorov, K. (2014). Water vapour absorption in the clear atmosphere of a neptune-sized exoplanet. *Nature*, 513(7519):526–529.
- France, K., Duvvuri, G., Egan, H., Koskinen, T., Wilson, D. J., Youngblood, A., Froning, C. S., Brown, A., Alvarado-Gómez, J. D., Berta-Thompson, Z. K., et al. (2020). The high-energy radiation environment around a 10 gyr m dwarf: Habitable at last? *The Astronomical Journal*, 160(5):237.
- France, K., Fleming, B. T., Drake, J. J., Mason, J. P., Youngblood, A., Bourrier, V., Fossati, L., Froning, C. S., Koskinen, T., Kruczek, N., Lipsy, S., McEntaffer, R., Romaine, S., Siegmund, O. H. W., and Wilkinson, E. (2019). The extreme-ultraviolet stellar characterization for atmospheric physics and evolution (ESCAPE) mission concept. In Siegmund, O. H., editor, *UV, X-Ray, and Gamma-Ray Space Instrumentation for Astronomy XXI*, volume 11118, pages 38 – 51. International Society for Optics and Photonics, Society of Photographic Instrumentation Engineers.
- France, K., Loyd, R. P., Youngblood, A., Brown, A., Schneider, P. C., Hawley, S. L., Froning, C. S., Linsky, J. L., Roberge, A., Buccino, A. P., et al. (2016). The muscles treasury survey. i. motivation and overview. *The Astrophysical Journal*, 820(2):89.



## REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

---

- Fujii, Y., Angerhausen, D., Deitrick, R., Domagal-Goldman, S., Grenfell, J. L., Hori, Y., Kane, S. R., Pallé, E., Rauer, H., Siegler, N., et al. (2018). Exoplanet biosignatures: observational prospects. *Astrobiology*, 18(6):739–778.
- Fulton, B. J., Petigura, E. A., Howard, A. W., Isaacson, H., Marcy, G. W., Cargile, P. A., Hebb, L., Weiss, L. M., Johnson, J. A., Morton, T. D., et al. (2017). The california-kepler survey. iii. a gap in the radius distribution of small planets. *The Astronomical Journal*, 154(3):109.
- Garcia, L., Moran, S., Rackham, B., Wakeford, H., Gillon, M., de Wit, J., and Lewis, N. (2022). Hst/wfc3 transmission spectroscopy of the cold rocky planet trappist-1h. *arXiv preprint arXiv:2203.13698*.
- Gardner, J. P., Mather, J. C., Clampin, M., Doyon, R., Greenhouse, M. A., Hammel, H. B., Hutchings, J. B., Jakobsen, P., Lilly, S. J., Long, K. S., et al. (2006). The james webb space telescope. *Space Science Reviews*, 123(4):485–606.
- Garrett, D., Savransky, D., and Belikov, R. (2018). Planet occurrence rate density models including stellar effective temperature. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 130(993):114403.
- Gialluca, M. T., Robinson, T. D., Rugheimer, S., and Wunderlich, F. (2021). Characterizing atmospheres of transiting earth-like exoplanets orbiting m dwarfs with james webb space telescope. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 133(1023):054401.
- Gilbert, E. A., Barclay, T., Schlieder, J. E., Quintana, E. V., Hord, B. J., Kostov, V. B., Lopez, E. D., Rowe, J. F., Hoffman, K., Walkowicz, L. M., et al. (2020). The first habitable-zone earth-sized planet from tess. i. validation of the toi-700 system. *The Astronomical Journal*, 160(3):116.
- Gillon, M., Meadows, V., Agol, E., Burgasser, A. J., Deming, D., Doyon, R., Fortney, J., Kreidberg, L., Owen, J., Selsis, F., et al.

- (2020). The trappist-1 jwst community initiative. *arXiv preprint arXiv:2002.04798*.
- Gilman, P. A. and Fox, P. A. (1997). Joint Instability of Latitudinal Differential Rotation and Toroidal Magnetic Fields below the Solar Convection Zone. *ApJ*, 484(1):439–454.
- Gizis, J. E., Monet, D. G., Reid, I. N., Kirkpatrick, J. D., and Burgasser, A. J. (2000). Two nearby m dwarf binaries from the two micron all sky survey. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 311(2):385–388.
- Gough, D. (1981). Solar interior structure and luminosity variations. In *Physics of solar variations*, pages 21–34. Springer.
- Gough, D. and McIntyre, M. (1998). Inevitability of a magnetic field in the sun’s radiative interior. *Nature*, 394(6695):755–757.
- Grießmeier, J. M., Stadelmann, A., Penz, T., Lammer, H., Selsis, F., Ribas, I., Guinan, E. F., Motschmann, U., Biernat, H. K., and Weiss, W. W. (2004). The effect of tidal locking on the magnetospheric and atmospheric evolution of “Hot Jupiters”. *A&A*, 425:753–762.
- Günther, M. N., Zhan, Z., Seager, S., Rimmer, P. B., Ranjan, S., Stassun, K. G., Oelkers, R. J., Daylan, T., Newton, E., Kristiansen, M. H., et al. (2020). Stellar flares from the first tess data release: exploring a new sample of m dwarfs. *The Astronomical Journal*, 159(2):60.
- Hawley, S. L., Davenport, J. R., Kowalski, A. F., Wisniewski, J. P., Hebb, L., Deitrick, R., and Hilton, E. J. (2014). Kepler flares. i. active and inactive m dwarfs. *The Astrophysical Journal*, 797(2):121.
- Hawley, S. L., Gizis, J. E., and Reid, I. N. (1996). The palomar/msu nearby star spectroscopic survey. ii. the southern m dwarfs and investigation of magnetic activity. *The Astronomical Journal*, 112:2799.

## REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

---

- Hawley, S. L. and Pettersen, B. R. (1991). The great flare of 1985 april 12 on ad leonis. *The Astrophysical Journal*, 378:725–741.
- Hayashi, C. (1966). Evolution of protostars. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 4(1):171–192.
- Hazra, G., Vidotto, A. A., and D’Angelo, C. V. (2020). Influence of the sun-like magnetic cycle on exoplanetary atmospheric escape. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 496(3):4017–4031.
- Hellier, C., Anderson, D., Cameron, A. C., Delrez, L., Gillon, M., Jehin, E., Lendl, M., Maxted, P., Pepe, F., Pollacco, D., et al. (2014). Transiting hot jupiters from wasp-south, euler and trappist: Wasp-95b to wasp-101b. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 440(3):1982–1992.
- Hilton, E. J. (2011). *The galactic M dwarf flare rate*. University of Washington.
- Hilton, E. J., West, A. A., Hawley, S. L., and Kowalski, A. F. (2010). M dwarf flares from time-resolved sloan digital sky survey spectra. *The Astronomical Journal*, 140(5):1402.
- Hoinka, K. P. (1998). Statistics of the global tropopause pressure. *Monthly Weather Review*, 126(12):3303–3325.
- Howard, W. S. (2022). The flaring tess objects of interest: flare rates for all two-minute cadence tess planet candidates. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*, 512(1):L60–L65.
- Howard, W. S., Corbett, H., Law, N. M., Ratzloff, J. K., Galliher, N., Glazier, A. L., Gonzalez, R., Soto, A. V., Fors, O., Del Ser, D., et al. (2020). Evryflare. iii. temperature evolution and habitability impacts of dozens of superflares observed simultaneously by evryscope and tess. *The Astrophysical Journal*, 902(2):115.
- Howard, W. S., Tilley, M. A., Corbett, H., Youngblood, A., Loyd, R. P., Ratzloff, J. K., Law, N. M., Fors, O., Del Ser, D., Shkolnik,

- E. L., et al. (2018). The first naked-eye superflare detected from proxima centauri. *The Astrophysical Journal Letters*, 860(2):L30.
- Howell, S. B., Sobeck, C., Haas, M., Still, M., Barclay, T., Mullally, F., Troeltzsch, J., Aigrain, S., Bryson, S. T., Caldwell, D., et al. (2014). The k2 mission: characterization and early results. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 126(938):398.
- Iyer, A. R., Swain, M. R., Zellem, R. T., Line, M. R., Roudier, G., Rocha, G., and Livingston, J. H. (2016). A characteristic transmission spectrum dominated by h<sub>2</sub>o applies to the majority of hst/wfc3 exoplanet observations. *The Astrophysical Journal*, 823(2):109.
- Jaime, L. G., Aguilar, L., and Pichardo, B. (2014). Habitable zones with stable orbits for planets around binary systems. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 443(1):260–274.
- Johnstone, C. P., Bartel, M., and Güdel, M. (2021). The active lives of stars: A complete description of the rotation and xuv evolution of f, g, k, and m dwarfs. *Astronomy & Astrophysics*, 649:A96.
- Jones, E. G. and Lineweaver, C. H. (2010). To what extent does terrestrial life “follow the water”? *Astrobiology*, 10(3):349–361.
- Kaltenegger, L. and Traub, W. A. (2009). Transits of earth-like planets. *The Astrophysical Journal*, 698(1):519.
- Kane, S. R. and Hinkel, N. R. (2012). On the habitable zones of circumbinary planetary systems. *The Astrophysical Journal*, 762(1):7.
- Kasting, J. F., Kopparapu, R., Ramirez, R. M., and Harman, C. E. (2014). Remote life-detection criteria, habitable zone boundaries, and the frequency of earth-like planets around m and late k stars. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 111(35):12641–12646.
- Kasting, J. F., Whitmire, D. P., and Reynolds, R. T. (1993). Habitable zones around main sequence stars. *Icarus*, 101(1):108–128.

## REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

---

- Kivelson, A. (1995). *Introduction to space physics*. Cambridge university press.
- Knutson, H. A., Dragomir, D., Kreidberg, L., Kempton, E. M.-R., McCullough, P., Fortney, J. J., Bean, J. L., Gillon, M., Homeier, D., and Howard, A. W. (2014). Hubble space telescope near-ir transmission spectroscopy of the super-earth hd 97658b. *The Astrophysical Journal*, 794(2):155.
- Kochukhov, O. (2021). Magnetic fields of M dwarfs. *A&A Rev.*, 29(1):1.
- Komacek, T. D., Fauchez, T. J., Wolf, E. T., and Abbot, D. S. (2020). Clouds will likely prevent the detection of water vapor in jwst transmission spectra of terrestrial exoplanets. *The Astrophysical Journal Letters*, 888(2):L20.
- Konopacky, Q. M., Barman, T. S., Macintosh, B. A., and Marois, C. (2013). Detection of carbon monoxide and water absorption lines in an exoplanet atmosphere. *Science*, 339(6126):1398–1401.
- Kopparapu, R. K. (2013). A revised estimate of the occurrence rate of terrestrial planets in the habitable zones around kepler m-dwarfs. *The Astrophysical Journal Letters*, 767(1):L8.
- Kopparapu, R. K. (2018). The habitable zone: the climatic limits of habitability. *Handbook of Exoplanets*, page 58.
- Kopparapu, R. K., Ramirez, R., Kasting, J. F., Eymet, V., Robinson, T. D., Mahadevan, S., Terrien, R. C., Domagal-Goldman, S., Meadows, V., and Deshpande, R. (2013). Habitable Zones around Main-sequence Stars: New Estimates. *ApJ*, 765:131.
- Kopparapu, R. K., Ramirez, R. M., SchottelKotte, J., Kasting, J. F., Domagal-Goldman, S., and Eymet, V. (2014). Habitable Zones around Main-sequence Stars: Dependence on Planetary Mass. *ApJ*, 787:L29.

- Kopparapu, R. K., Ramirez, R. M., SchottelKotte, J., Kasting, J. F., Domagal-Goldman, S., and Eymet, V. (2014). Habitable zones around main-sequence stars: dependence on planetary mass. *The Astrophysical Journal Letters*, 787(2):L29.
- Krissansen-Totton, J. and Fortney, J. J. (2022). Predictions for observable atmospheres of trappist-1 planets from a fully coupled atmosphere–interior evolution model. *The Astrophysical Journal*, 933(1):115.
- Kurochka, L. (1987). The energy distribution of 15 thousand solar flares. *Astronomicheskii Zhurnal*, 64:443–446.
- Lacy, C. H., Moffett, T. J., and Evans, D. S. (1976). Uv ceti stars-statistical analysis of observational data. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 30:85–96.
- Lammer, H., Lichtenegger, H. I. M., Kulikov, Y. N., Grießmeier, J.-M., Terada, N., Erkaev, N. V., Biernat, H. K., Khodachenko, M. L., Ribas, I., Penz, T., and Selsis, F. (2007). Coronal Mass Ejection (CME) Activity of Low Mass M Stars as An Important Factor for The Habitability of Terrestrial Exoplanets. II. CME-Induced Ion Pick Up of Earth-like Exoplanets in Close-In Habitable Zones. *Astrobiology*, 7(1):185–207.
- Lammer, H., Selsis, F., Ribas, I., Guinan, E. F., Bauer, S. J., and Weiss, W. W. (2003). Atmospheric Loss of Exoplanets Resulting from Stellar X-Ray and Extreme-Ultraviolet Heating. *ApJ*, 598(2):L121–L124.
- Laughlin, G., Bodenheimer, P., and Adams, F. C. (1997). The end of the main sequence. *The Astrophysical Journal*, 482:420–432.
- Law, N. M., Fors, O., Wulfken, P., Ratzloff, J., and Kavanaugh, D. (2014). The evryscope: the first full-sky gigapixel-scale telescope. In *Ground-based and Airborne Telescopes V*, volume 9145, pages 357–365. SPIE.

## REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

---

- Leconte, J., Forget, F., Charnay, B., Wordsworth, R., and Pottier, A. (2013). Increased insolation threshold for runaway greenhouse processes on earth-like planets. *Nature*, 504(7479):268–271.
- Lee, S.-H., Zhang, H., Zong, Q.-G., Otto, A., Rème, H., and Liebert, E. (2016). A statistical study of plasmaspheric plumes and ionospheric outflows observed at the dayside magnetopause. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 121(1):492–506.
- Lemen, J. R., Title, A. M., Akin, D. J., Boerner, P. F., Chou, C., Drake, J. F., Duncan, D. W., Edwards, C. G., Friedlaender, F. M., Heyman, G. F., Hurlburt, N. E., Katz, N. L., Kushner, G. D., Levay, M., Lindgren, R. W., Mathur, D. P., McFeaters, E. L., Mitchell, S., Rehse, R. A., Schrijver, C. J., Springer, L. A., Stern, R. A., Tarbell, T. D., Wuelser, J.-P., Wolfson, C. J., Yanari, C., Bookbinder, J. A., Cheimets, P. N., Caldwell, D., Deluca, E. E., Gates, R., Golub, L., Park, S., Podgorski, W. A., Bush, R. I., Scherrer, P. H., Gummin, M. A., Smith, P., Aufer, G., Jerram, P., Pool, P., Soufi, R., Windt, D. L., Beardsley, S., Clapp, M., Lang, J., and Waltham, N. (2012). The Atmospheric Imaging Assembly (AIA) on the Solar Dynamics Observatory (SDO). *Sol. Phys.*, 275(1-2):17–40.
- Lineweaver, C. H., Chopra, A., and McIntyre, S. R. (2018). The evolution of habitability: Characteristics of habitable planets. In *Handbook of Astrobiology*, pages 685–698. CRC Press.
- Linsky, J. L., Fontenla, J., and France, K. (2013). THE INTRINSIC EXTREME ULTRAVIOLET FLUXES OF f5 v TO m5 v STARS. *The Astrophysical Journal*, 780(1):61.
- Livingston, W. and Watson, F. (2015). A new solar signal: Average maximum sunspot magnetic fields independent of activity cycle. *Geophysical Research Letters*, 42(21):9185–9189.
- Lopez, E. D. and Fortney, J. J. (2014). Understanding the Mass-Radius Relation for Sub-neptunes: Radius as a Proxy for Composition. *ApJ*, 792:1.

- Lopez, E. D., Fortney, J. J., and Miller, N. (2012). How thermal evolution and mass-loss sculpt populations of super-earths and sub-neptunes: application to the kepler-11 system and beyond. *The Astrophysical Journal*, 761(1):59.
- Loyd, R. P., France, K., Youngblood, A., Schneider, C., Brown, A., Hu, R., Linsky, J., Froning, C. S., Redfield, S., Rugheimer, S., et al. (2016). The muscles treasury survey. iii. x-ray to infrared spectra of 11 m and k stars hosting planets. *The Astrophysical Journal*, 824(2):102.
- Luger, R. and Barnes, R. (2015). Extreme water loss and abiotic o<sub>2</sub> buildup on planets throughout the habitable zones of m dwarfs. *Astrobiology*, 15(2):119–143.
- Luger, R., Barnes, R., Lopez, E., Fortney, J., Jackson, B., and Meadows, V. (2015). Habitable evaporated cores: transforming mini-neptunes into super-earths in the habitable zones of m dwarfs. *Astrobiology*, 15(1):57–88.
- Lundin, R., Dubinin, E., Koskinen, H., Norberg, O., Pissarenko, N., and Barabash, S. (1991). On the momentum transfer of the solar wind to the martian topside ionosphere. *Geophysical Research Letters*, 18(6):1059–1062.
- Lustig-Yaeger, J., Meadows, V. S., and Lincowski, A. P. (2019). The detectability and characterization of the trappist-1 exoplanet atmospheres with jwst. *The Astronomical Journal*, 158(1):27.
- Maehara, H., Shibayama, T., Notsu, S., Notsu, Y., Nagao, T., Kusaba, S., Honda, S., Nogami, D., and Shibata, K. (2012). Superflares on solar-type stars. *Nature*, 485(7399):478–481.
- Magara, T., Mineshige, S., Yokoyama, T., and Shibata, K. (1996). Numerical simulation of magnetic reconnection in eruptive flares. In *Magnetodynamic Phenomena in the Solar Atmosphere*, pages 585–586. Springer.



## REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

---

- Mandt, K., Luspay-Kuti, A., Lustig-Yaeger, J., Felton, R., and Domagal-Goldman, S. (2022). Trappist-1h as an exo-titan. i. the role of assumptions about atmospheric parameters in understanding an exoplanet atmosphere. *The Astrophysical Journal*, 930(1):73.
- Marshall, J. and Plumb, R. (2008). Atmosphere, ocean and climate dynamics, volume 93: An introductory text. *Bulington, MA USA*. Pg.
- Mawet, D., Pueyo, L., Lawson, P., Mugnier, L., Traub, W., Boccaletti, A., Trauger, J. T., Gladysz, S., Serabyn, E., Milli, J., et al. (2012). Review of small-angle coronagraphic techniques in the wake of ground-based second-generation adaptive optics systems. In *Space Telescopes and Instrumentation 2012: Optical, Infrared, and Millimeter Wave*, volume 8442, pages 62–82. SPIE.
- Meadows, V. and Barnes, R. (2018). Factors affecting exoplanet habitability, 57, doi: 10.1007.
- Morgan, W., Keenan, P. C., and Kellman, E. (1943). *An atlas of stellar spectra*, volume 5. Chicago: University of Chicago Press.
- Morton, T. D., Bryson, S. T., Coughlin, J. L., Rowe, J. F., Ravichandran, G., Petigura, E. A., Haas, M. R., and Batalha, N. M. (2016). False Positive Probabilities for all Kepler Objects of Interest: 1284 Newly Validated Planets and 428 Likely False Positives. *ApJ*, 822(2):86.
- Moschou, S.-P., Drake, J. J., Cohen, O., Alvarado-Gómez, J. D., Garraffo, C., and Frascchetti, F. (2019). The stellar cme–flare relation: what do historic observations reveal? *The Astrophysical Journal*, 877(2):105.
- Muheki, P., Guenther, E. W., Mutabazi, T., and Jurua, E. (2020). High-resolution spectroscopy of flares and cmes on ad leonis. *Astronomy & Astrophysics*, 637:A13.
- Murray-Clay, R. A., Chiang, E. I., and Murray, N. (2009). Atmospheric escape from hot jupiters. *The Astrophysical Journal*, 693(1):23.

- Nagy, A., Winterhalter, D., Sauer, K., Cravens, T., Brecht, S., Mazelle, C., Crider, D., Kallio, E., Zakharov, A., Dubinin, E., et al. (2004). The plasma environment of mars. *Space Science Reviews*, 111(1):33–114.
- Newton, E. R., Irwin, J., Charbonneau, D., Berlind, P., Calkins, M. L., and Mink, J. (2017). The  $h\alpha$  emission of nearby m dwarfs and its relation to stellar rotation. *The Astrophysical Journal*, 834(1):85.
- North, G. R., Pyle, J. A., and Zhang, F. (2014). *Encyclopedia of atmospheric sciences*, volume 1. Elsevier.
- Odert, P., Leitzinger, M., Guenther, E., and Heinzl, P. (2020). Stellar coronal mass ejections–ii. constraints from spectroscopic observations. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 494(3):3766–3783.
- Oosterloo, M., Höning, D., Kamp, I., and Van Der Tak, F. (2021). The role of planetary interior in the long-term evolution of atmospheric  $co_2$  on earth-like exoplanets. *Astronomy & Astrophysics*, 649:A15.
- Ortenzi, G., Noack, L., Sohl, F., Guimond, C., Grenfell, J., Dorn, C., Schmidt, J., Vulpius, S., Katyal, N., Kitzmann, D., et al. (2020). Mantle redox state drives outgassing chemistry and atmospheric composition of rocky planets. *Scientific reports*, 10(1):1–14.
- O’Shea, E. C. (2018). Modeling momentum-diffusion in the solar wind.
- Ossendrijver, M. (2003). The solar dynamo. *The Astronomy and Astrophysics Review*, 11(4):287–367.
- Osten, R. A. and Wolk, S. J. (2015). Connecting flares and transient mass-loss events in magnetically active stars. *The Astrophysical Journal*, 809(1):79.
- Owen, J. E. and Wu, Y. (2016). Atmospheres of low-mass planets: the “boil-off”. *The Astrophysical Journal*, 817(2):107.

## REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

---

- Parker, E. N. (1964). Dynamical Properties of Stellar Coronas and Stellar Winds. I. Integration of the Momentum Equation. *ApJ*, 139:72.
- Peacock, S., Barman, T., Shkolnik, E. L., Loyd, R. O. P., Schneider, A. C., Pagano, I., and Meadows, V. S. (2020). HAZMAT VI: The Evolution of Extreme Ultraviolet Radiation Emitted from Early M Stars. *ApJ*, 895(1):5.
- Perez-de Tejada, H. (1992). Solar wind erosion of the mars early atmosphere. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 97(A3):3159–3167.
- Pietras, M., Falewicz, R., Siarkowski, M., Bicz, K., and Preś, P. (2022). Statistical analysis of stellar flares from the first three years of tess observations. *arXiv preprint arXiv:2207.11039*.
- Pollack, J. B., Kasting, J. F., Richardson, S. M., and Poliakoff, K. (1987). The case for a wet, warm climate on early mars. *Icarus*, 71(2):203–224.
- Pontoppidan, K. M., Barrientes, J., Blome, C., Braun, H., Brown, M., Carruthers, M., Coe, D., DePasquale, J., Espinoza, N., Marin, M. G., et al. (2022). The jwst early release observations. *The Astrophysical Journal Letters*, 936(1):L14.
- Priest, E. (2014). *Magnetohydrodynamics of the Sun*. Cambridge University Press.
- Radziszewski, K., Rudawy, P., and Phillips, K. (2011). High time resolution observations of solar  $\text{H}\alpha$  flares-ii. search for signatures of electron beam heating. *Astronomy & Astrophysics*, 535:A123.
- Rezaei, R., Beck, C., and Schmidt, W. (2012). Variation in sunspot properties between 1999 and 2011 as observed with the tenerife infrared polarimeter. *Astronomy & Astrophysics*, 541:A60.

- Ribas, I., Gregg, M. D., Boyajian, T. S., and Bolmont, E. (2017). The full spectral radiative properties of proxima centauri. *Astronomy & Astrophysics*, 603:A58.
- Ribas, I., Guinan, E. F., Güdel, M., and Audard, M. (2005). Evolution of the solar activity over time and effects on planetary atmospheres. i. high-energy irradiances (1-1700 Å). *The Astrophysical Journal*, 622(1):680.
- Rice, K., Malavolta, L., Mayo, A., Mortier, A., Buchhave, L., Affer, L., Vanderburg, A., Lopez-Morales, M., Poretti, E., Zeng, L., et al. (2019). Masses and radii for the three super-earths orbiting gj 9827, and implications for the composition of small exoplanets. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 484(3):3731–3745.
- Ricker, G. R., Winn, J. N., Vanderspek, R., Latham, D. W., Bakos, G. Á., Bean, J. L., Berta-Thompson, Z. K., Brown, T. M., Buchhave, L., Butler, N. R., Butler, R. P., Chaplin, W. J., Charbonneau, D., Christensen-Dalsgaard, J., Clampin, M., Deming, D., Doty, J., De Lee, N., Dressing, C., Dunham, E. W., Endl, M., Fressin, F., Ge, J., Henning, T., Holman, M. J., Howard, A. W., Ida, S., Jenkins, J. M., Jernigan, G., Johnson, J. A., Kaltenegger, L., Kawai, N., Kjeldsen, H., Laughlin, G., Levine, A. M., Lin, D., Lissauer, J. J., MacQueen, P., Marcy, G., McCullough, P. R., Morton, T. D., Narita, N., Paegert, M., Palle, E., Pepe, F., Pepper, J., Quirrenbach, A., Rinehart, S. A., Sasselov, D., Sato, B., Seager, S., Sozzetti, A., Stassun, K. G., Sullivan, P., Szentgyorgyi, A., Torres, G., Udry, S., and Villaseñor, J. (2015). Transiting Exoplanet Survey Satellite (TESS). *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 1:014003.
- Rodriguez, J. E., Vanderburg, A., Zieba, S., Kreidberg, L., Morley, C. V., Eastman, J. D., Kane, S. R., Spencer, A., Quinn, S. N., Cloutier, R., et al. (2020). The first habitable-zone earth-sized planet from tess. ii. spitzer confirms toi-700 d. *The Astronomical Journal*, 160(3):117.

## REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

---

- Rogers, L. A. (2015). Most 1.6 earth-radius planets are not rocky. *The Astrophysical Journal*, 801(1):41.
- Rushby, A. J., Johnson, M., Mills, B. J., Watson, A. J., and Claire, M. W. (2018). Long-term planetary habitability and the carbonate-silicate cycle. *Astrobiology*, 18(5):469–480.
- Sanz-Forcada, J., Micela, G., Ribas, I., Pollock, A. M. T., Eiroa, C., Velasco, A., Solano, E., and García-Álvarez, D. (2011). Estimation of the xuv radiation onto close planets and their evaporation. *A&A*, 532:A6.
- Scalo, J., Kaltenegger, L., Segura, A., Fridlund, M., Ribas, I., Kulikov, Y. N., Grenfell, J. L., Rauer, H., Odert, P., Leitzinger, M., et al. (2007). M stars as targets for terrestrial exoplanet searches and biosignature detection. *Astrobiology*, 7(1):85–166.
- Schmidt, S. J., Shappee, B. J., Van Saders, J. L., Stanek, K., Brown, J. S., Kochanek, C., Dong, S., Drout, M. R., Frank, S., Holoiien, T.-S., et al. (2019). The largest m dwarf flares from asas-sn. *The Astrophysical Journal*, 876(2):115.
- Schulze-Makuch, D., Méndez, A., Fairén, A. G., von Paris, P., Turse, C., Boyer, G., Davila, A. F., António, M. R. D. S., Catling, D., and Irwin, L. N. (2011). A two-tiered approach to assessing the habitability of exoplanets. *Astrobiology*, 11(10):1041–1052.
- Seager, S. (2010). *Exoplanet atmospheres: physical processes*, volume 18. Princeton University Press.
- Segura, A. (2018). Star-planet interactions and habitability: radiative effects. *Handbook of Exoplanets*, page 73.
- Segura, A., Walkowicz, L. M., Meadows, V., Kasting, J., and Hawley, S. (2010). The effect of a strong stellar flare on the atmospheric chemistry of an earth-like planet orbiting an m dwarf. *Astrobiology*, 10(7):751–771.

- Shematovich, V. I. and Marov, M. Y. (2018). Escape of planetary atmospheres: physical processes and numerical models. *Physics-Uspekhi*, 61(3):217.
- Shibayama, T., Maehara, H., Notsu, S., Notsu, Y., Nagao, T., Honda, S., Ishii, T. T., Nogami, D., and Shibata, K. (2013). Superflares on solar-type stars observed with kepler. i. statistical properties of superflares. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 209(1):5.
- Shields, A. L., Ballard, S., and Johnson, J. A. (2016). The habitability of planets orbiting m-dwarf stars. *Physics Reports*, 663:1–38.
- Solomon, S. C., Head, J. W., Kaula, W. M., McKenzie, D., Parsons, B., Phillips, R. J., Schubert, G., and Talwani, M. (1991). Venus tectonics: Initial analysis from magellan. *Science*, 252(5003):297–312.
- Sotin, C., Grasset, O., and Mocquet, A. (2007). Mass–radius curve for extrasolar earth-like planets and ocean planets. *Icarus*, 191(1):337–351.
- Spiegel, E. and Weiss, N. (1980). Magnetic activity and variations in solar luminosity. *Nature*, 287(5783):616–617.
- Strong, K., Saba, J., and Kucera, T. (2012). Understanding space weather: The sun as a variable star. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 93(9):1327–1335.
- Švestka, Z. (1989). Solar flares: the gradual phase. In *International Astronomical Union Colloquium*, volume 104, pages 399–417. Cambridge University Press.
- Swain, M., Tinetti, G., Vasisht, G., Deroo, P., Griffith, C., Bouwman, J., Chen, P., Yung, Y., Burrows, A., Brown, L., et al. (2009). Water, methane, and carbon dioxide present in the dayside spectrum of the exoplanet hd 209458b. *The Astrophysical Journal*, 704(2):1616.
- Swift, D. C., Eggert, J., Hicks, D. G., Hamel, S., Caspersen, K., Schwegler, E., Collins, G. W., Nettelmann, N., and Ackland, G. (2011).

## REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

---

- Mass–radius relationships for exoplanets. *The Astrophysical Journal*, 744(1):59.
- Tarter, J. C., Backus, P. R., Mancinelli, R. L., Aurnou, J. M., Backman, D. E., Basri, G. S., Boss, A. P., Clarke, A., Deming, D., Doyle, L. R., et al. (2007). A reappraisal of the habitability of planets around m dwarf stars. *Astrobiology*, 7(1):30–65.
- Tian, F. (2009). Thermal Escape from Super Earth Atmospheres in the Habitable Zones of M Stars. *ApJ*, 703(1):905–909.
- Tian, F. (2015). Atmospheric escape from solar system terrestrial planets and exoplanets. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 43:459–476.
- Tian, F., Chassefière, E., Leblanc, F., and Brain, D. (2013). Atmospheric escape and climate evolution of terrestrial planets. *Comparative Climatology of Terrestrial Planets*, pages 567–581.
- Tilley, M. A., Segura, A., Meadows, V., Hawley, S., and Davenport, J. (2019). Modeling repeated m dwarf flaring at an earth-like planet in the habitable zone: atmospheric effects for an unmagnetized planet. *Astrobiology*, 19(1):64–86.
- Tinetti, G., Vidal-Madjar, A., Liang, M.-C., Beaulieu, J.-P., Yung, Y., Carey, S., Barber, R. J., Tennyson, J., Ribas, I., Allard, N., et al. (2007). Water vapour in the atmosphere of a transiting extrasolar planet. *Nature*, 448(7150):169–171.
- Tobias, S. (2005). The Solar Dynamo. In Thompson, J. M. T., editor, *Advances in astronomy: From the Big Bang to the Solar System*, volume 1, pages 355–373.
- Torres, G., Kane, S. R., Rowe, J. F., Batalha, N. M., Henze, C. E., Ciardi, D. R., Barclay, T., Borucki, W. J., Buchhave, L. A., Crepp, J. R., et al. (2017). Validation of small kepler transiting planet candidates in or near the habitable zone. *The Astronomical Journal*, 154(6):264.

- Tsiaras, A., Waldmann, I. P., Tinetti, G., Tennyson, J., and Yurchenko, S. N. (2019). Water vapour in the atmosphere of the habitable-zone eight-earth-mass planet k2-18 b. *Nature Astronomy*, 3(12):1086–1091.
- Tuomi, M., Jones, H., Butler, R., Arriagada, P., Vogt, S., Burt, J., Laughlin, G., Holden, B., Shectman, S., Crane, J., et al. (2019). Frequency of planets orbiting m dwarfs in the solar neighbourhood. *arXiv preprint arXiv:1906.04644*.
- Vanderburg, A., Rowden, P., Bryson, S., Coughlin, J., Batalha, N., Collins, K. A., Latham, D. W., Mullally, S. E., Colón, K. D., Henze, C., et al. (2020). A habitable-zone earth-sized planet rescued from false positive status. *The Astrophysical Journal Letters*, 893(1):L27.
- Veronig, A. M., Odert, P., Leitzinger, M., Dissauer, K., Fleck, N. C., and Hudson, H. S. (2021). Indications of stellar coronal mass ejections through coronal dimmings. *Nature Astronomy*, 5(7):697–706.
- Vida, K., Kővári, Z., Pál, A., Oláh, K., and Kriskovics, L. (2017). Frequent flaring in the trappist-1 system—unsuited for life? *The Astrophysical Journal*, 841(2):124.
- Vida, K., Oláh, K., Kővári, Z., van Driel-Gesztelyi, L., Moór, A., and Pál, A. (2019). Flaring activity of proxima centauri from tess observations: quasiperiodic oscillations during flare decay and inferences on the habitability of proxima b. *The Astrophysical Journal*, 884(2):160.
- Watson, A. J., Donahue, T. M., and Walker, J. C. G. (1981). The dynamics of a rapidly escaping atmosphere: Applications to the evolution of Earth and Venus. *Icarus*, 48(2):150–166.
- Weiss, N. and Tobias, S. (2000). Physical causes of solar activity. *Space Science Reviews*, 94(1):99–112.
- Wenzel, K., Marsden, R., Page, D., and Smith, E. (1992). The ulysses mission. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 92:207.



## REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

---

- Werner, M. W., Roellig, T., Low, F., Rieke, G. H., Rieke, M., Hoffmann, W., Young, E., Houck, J., Brandl, B., Fazio, G., et al. (2004). The spitzer space telescope mission. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 154(1):1.
- West, A. A., Hawley, S. L., Bochanski, J. J., Covey, K. R., Reid, I. N., Dhital, S., Hilton, E. J., and Masuda, M. (2008). Constraining the age-activity relation for cool stars: the sloan digital sky survey data release 5 low-mass star spectroscopic sample. *The Astronomical Journal*, 135(3):785.
- West, A. A., Hawley, S. L., Walkowicz, L. M., Covey, K. R., Silvestri, N. M., Raymond, S. N., Harris, H. C., Munn, J. A., McGehee, P. M., Ivezić, Ž., et al. (2004). Spectroscopic properties of cool stars in the sloan digital sky survey: an analysis of magnetic activity and a search for subdwarfs. *The Astronomical Journal*, 128(1):426.
- West, A. A., Morgan, D. P., Bochanski, J. J., Andersen, J. M., Bell, K. J., Kowalski, A. F., Davenport, J. R., Hawley, S. L., Schmidt, S. J., Bernat, D., et al. (2011). The sloan digital sky survey data release 7 spectroscopic m dwarf catalog. i. data. *The Astronomical Journal*, 141(3):97.
- Whitten, R. and Colin, L. (1974). The ionosphere of mars and venus. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 12:155–192.
- Wilson, D. J., Froning, C. S., Duvvuri, G. M., France, K., Youngblood, A., Schneider, P. C., Berta-Thompson, Z., Brown, A., Buccino, A. P., Hawley, S., et al. (2021). The mega-muscles spectral energy distribution of trappist-1. *The Astrophysical Journal*, 911(1):18.
- Wordsworth, R. and Kreidberg, L. (2021). Atmospheres of rocky exoplanets. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 60.
- Wordsworth, R. and Pierrehumbert, R. (2013). Water loss from terrestrial planets with co<sub>2</sub>-rich atmospheres. *The Astrophysical Journal*, 778(2):154.

- Wright, G. S., Rieke, G. H., Colina, L., van Dishoeck, E., Goodson, G., Greene, T., Lagage, P.-O., Karnik, A., Lambros, S. D., Lemke, D., et al. (2004). The jwst miri instrument concept. In *Optical, Infrared, and Millimeter Space Telescopes*, volume 5487, pages 653–663. SPIE.
- Wright, N. J. and Drake, J. J. (2016). Solar-type dynamo behaviour in fully convective stars without a tachocline. *Nature*, 535(7613):526–528.
- Wunderlich, F., Godolt, M., Grenfell, J. L., Städt, S., Smith, A. M., Gebauer, S., Schreier, F., Hedelt, P., and Rauer, H. (2019). Detectability of atmospheric features of earth-like planets in the habitable zone around m dwarfs. *Astronomy & Astrophysics*, 624:A49.
- Yamashiki, Y. A., Maehara, H., Airapetian, V., Notsu, Y., Sato, T., Notsu, S., Kuroki, R., Murashima, K., Sato, H., Namekata, K., et al. (2019). Impact of stellar superflares on planetary habitability. *The Astrophysical Journal*, 881(2):114.
- Yashiro, S., Akiyama, S., Gopalswamy, N., and Howard, R. (2006). Different power-law indices in the frequency distributions of flares with and without coronal mass ejections. *The Astrophysical Journal*, 650(2):L143.
- Yiğit, E. (2017). *Atmospheric and Space Sciences: Ionospheres and Plasma Environments: Volume 2*. Springer.
- Yiğit, E. (2021). Martian water escape and internal waves. *Science*, 374(6573):1323–1324.
- Yoshida, T., Terada, N., Ikoma, M., and Kuramoto, K. (2022). Less effective hydrodynamic escape of h<sub>2</sub>–h<sub>2</sub>o atmospheres on terrestrial planets orbiting pre-main-sequence m dwarfs. *The Astrophysical Journal*, 934(2):137.
- Youngblood, A., France, K., Loyd, R. P., Brown, A., Mason, J. P., Schneider, P. C., Tilley, M. A., Berta-Thompson, Z. K., Buccino,

## REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

---

- A., Froning, C. S., et al. (2017). The muscles treasury survey. iv. scaling relations for ultraviolet, ca ii k, and energetic particle fluxes from m dwarfs. *The Astrophysical Journal*, 843(1):31.
- Youngblood, A., France, K., Loyd, R. P., Linsky, J. L., Redfield, S., Schneider, P. C., Wood, B. E., Brown, A., Froning, C., Miguel, Y., et al. (2016). The muscles treasury survey. ii. intrinsic  $\text{Ly}\alpha$  and extreme ultraviolet spectra of k and m dwarfs with exoplanets. *The Astrophysical Journal*, 824(2):101.