



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

Efectos de fulguraciones de enanas tipo M
en atmósferas de planetas tipo Tierra

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

Físico

PRESENTA:

Antonio Arturo Miranda Rosete

TUTORA

Dra. Antígona Segura Peralta

Ciudad Universitaria, CDMX, 2019





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.

Índice general

1. Introducción	IX
2. Marco teórico	1
2.1. Estrellas	1
2.1.1. Particularidades sobre las estrellas enanas tipo M	3
2.1.2. AD Leo	9
2.2. Sobre la Vida	15
2.3. Habitabilidad planetaria	17
2.4. Bioseñales	21
2.4.1. Tipos de bioseñales	21
2.4.2. Métodos de detección	27
2.4.3. Falsos positivos	28
2.5. Justificación del trabajo.	32
3. Metodología	35
3.1. Modelo fotoquímico	37
3.1.1. Ecuaciones del modelo en diferencias finitas	40
3.1.2. Solución del sistema de ecuaciones diferenciales ordinarias	42
3.1.3. Condiciones de frontera	44
3.1.4. Matrices de producción y pérdida química	46
3.1.5. Especies de vida corta y vida larga, y matrices en condiciones adversas	48
3.1.6. Rayos y lluvia	49
3.1.7. Fotólisis y transferencia radiativa	51
3.1.8. Características particulares del código usado en este trabajo	51
3.2. Entrada del modelo	52

4. Resultados de la simulación	59
4.1. Evolución de la profundidad de la columna de dióxígeno (O_2).	60
4.2. Evolución de la profundidad de la columna de ozono (O_3).	63
4.3. Cambios en la densidad numérica de O_3	67
4.4. Cambios en la densidad numérica de hidroxil OH.	71
4.5. Cambios en la razón de mezcla de metano (CH_4).	74
4.6. Cambios en la razón de mezcla del H_2O	77
5. Conclusiones	81
A. Reacciones químicas del modelo fotoquímico	85

Índice de figuras

2.1.	Diagrama Hertzsprung-Russell (H-R) tomado de Powel (2002)	4
2.2.	Distribución radios planetarios para periodos de órbita entre 2 y 50 días de estrellas enanas M y estrellas de la secuencia principal FGK.	11
2.3.	Ejemplos de flujos para el tipo espectral M	12
2.4.	Fotografía del Sol bajo un filtro H_{α} donde se aprecia la cromosfera	13
2.5.	Distribución de temperaturas para el Sol	14
2.6.	Zona habitable	20
3.1.	Flujo basal de AD Leo.	53
3.2.	Flujos de entrada durante la fulguración para el modelo.	54
3.3.	Evolución de la curva de luz de AD Leo durante la fulguración.	56
4.1.	Evolución de la profundidad de la columna de O_2	62
4.2.	Evolución de la profundidad de la columna de O_3	65
4.3.	Densidad numérica del ozono (O_3) como función de la altitud para una concentración de CO_2 atmosférico de 1 y 3 %.	69
4.4.	Densidad numérica del ozono (O_3) como función de la altitud para una concentración de CO_2 atmosférico de 10 y 30 %.	70
4.5.	Densidad numérica del hidroxil (OH) como función de la altitud para una concentración de CO_2 atmosférico de 1 y 3 %.	72
4.6.	Densidad numérica del hidroxil (OH) como función de la altitud para una concentración de CO_2 atmosférico de 10 y 30 %.	73
4.7.	Razón de mezcla del metano (CH_4) como función de la altitud para una concentración de CO_2 atmosférico de 1 y 3 %.	75
4.8.	Razón de mezcla del metano (CH_4) como función de la altitud para una concentración de CO_2 atmosférico de 10 y 30 %.	76
4.9.	Razón de mezcla del agua (H_2O) como función de la altitud para una concentración de CO_2 atmosférico de 1 y 3 %.	78

4.10. Razón de mezcla del agua (H_2O) como función de la altitud para una
concentración de CO_2 atmosférico de 10 y 30%. 79

Índice de tablas

1.1. Observatorios en construcción o planeación que resultan relevantes para la caracterización de planetas potencialmente habitables.	X
1.1. Observatorios en construcción o planeación que resultan relevantes para la caracterización de planetas potencialmente habitables. (Continuación). . .	XI
2.1. Clasificación espectral Harvard.	2
2.2. Subclases del tipo espectral M.	3
2.3. Detalles misceláneos de AD Leo y el Sol.	10
2.4. Los límites conocidos de la vida en la Tierra	19
2.5. Tipos de bioseñales y ejemplos.	22
3.1. Lista con ejemplos de las reacciones involucradas en el código fotoquímico.	47
3.3. Lista de las principales especies del modelo fotoquímico	57
4.1. Máximos en la evolución de la profundidad de la columna de dióxígeno .	61
4.2. Máximos en la evolución de la profundidad de la columna de ozono . . .	64
4.3. Profundidad de columna de ozono y oxígeno para atmósferas simuladas. .	66
4.4. Razón señal-ruido requerida para detectar características espectrales de absorción con un nivel de confianza 3σ para una misión con resolución espectral $\lambda/\Delta\lambda = 75$	66

Capítulo 1

Introducción

Conforme nuestras capacidades técnicas y observacionales aumentan, la búsqueda de vida fuera de la Tierra y del Sistema Solar avanza vertiginosamente. Desde el lanzamiento de las sondas espaciales *Viking 1* y *2*, nuestro entendimiento de la forma en que la vida deja evidencia en su medio ambiente ha sido expandido. En la tabla 1.1 se puede ver un resumen de los observatorios actuales o en construcción que tendrán un impacto en la búsqueda de planetas potencialmente habitables fuera del Sistema Solar. Teniendo en cuenta que en las últimas décadas hemos detectado 3944* planetas orbitando otras estrellas que el Sol, con otros 3520** candidatos esperando confirmación (Walbolt, 2019), deja de ser un absurdo la posibilidad de mundos capaces de albergar vida como la entendemos.

* Al 26 de abril de 2019

** id.

Nuestra capacidad observacional se ha desarrollado desde las primeras postulaciones de candidatos a ser exoplanetas. Este desarrollo ha tenido la tendencia de permitir no solo la detección de exoplanetas sino de medir propiedades espectroscópicas de los mismos y que estos exoplanetas estén dentro del rango de tamaño que permitiría una composición rocosa y a la distancia necesaria para estar dentro de la zona habitable de su estrella anfitriona (Fuji et al., 2018). Las misiones de fotométricas han mostrado que los planetas de tamaños similares a la Tierra no son raros (736 de acuerdo con NASA (2019)), particularmente en el caso de estrellas de tipo espectral tardío.

Tabla 1.1: Observatorios en construcción o planeación que resultan relevantes para la caracterización de planetas potencialmente habitables. Tabla adaptada de Fuji et al. (2018), se agrega la información sobre la misión Ariel de Morgante et al. (2018), Pace et al. (2016)

	Inicio	Ubicación	Objetivo/ Uso potencial para buscar exoplanetas	Método de medición	Longitud de onda [μm]
TESS	2018	espacio	Observar planetas transitando estrellas brillantes	fotometría	0.6-1.0
CHEOPS	2018	espacio	Encontrar radios de exoplanetas conocidos, encontrar tránsitos de planetas RV	fotometría	0.4-1.1
JWST	2020	espacio	Espectroscopía de eclipse o transmisión, curvas de fase	espectroscopía	0.6-28.5
GMT	2023	suelo	Espectroscopía de transmision,	espectroscopía, coronografía	
ELT	2024	suelo	fotografía de alto contraste,	espectroscopía, coronografía	0.3

Tabla 1.1: Observatorios en construcción o planeación que resultan relevantes para la caracterización de planetas potencialmente habitables. (Continuación).

	Inicio	Ubicación	Objetivo/ Uso potencial para buscar exoplanetas	Método de medición	Longitud de onda [μm]
TMT	2027	suelo	Fotografía de alto contraste con espectroscopía de alta resolución		
PLATO	2026	espacio	Encontrar y caracterizar planetas en tránsito alrededor de estrellas brillantes, incluyendo planetas en zonas habitables de estrellas tipo solar	fotometría	0.5-1.05
WFIRST	2025	espacio	Fotografía de alto contraste y microlentes para descubrimiento planetario	Coronografía, espectroscopía de baja resolución	0.6-0.95
Ariel	2028	espacio	Realizar un estudio a gran escala de una muestra diversa, estadísticamente bien definida, de aproximadamente 1000 exoplanetas y compilar un catálogo de composiciones y propiedades planetarias		0.5 - 7.8

Además, actualmente la NASA se encuentra analizando tres conceptos de misión insignia que incluyen la búsqueda de bioseñales como parte de su eje de diseño: “*Habitable Exoplanet Imaging Mission*” (HabEx), “*Large UltraViolet Optical and InfraRed surveyor*” (LUVOIR), y “*Origins Space Telescope*” (OST). OST es un observatorio de uso general en infrarojo medio y su diseño tiene en consideración el análisis espectroscópico de los tránsitos de planetas habitables. LUVOIR tiene un espejo con diámetro mayor a 8m y un rango de longitud de onda que lo hacen un buen complemento para el telescopio espacial James Webb (JWST). Aunque la espectroscopía durante un tránsito planetario no está pensada como eje central del desarrollo de LUVOIR, aún así sus objetivos serían planetas orbitando enanas M. HabEx, al igual que LUVOIR, pretende caracterizar planetas rocosos orbitando dentro de la zona habitable de una miríada de estrellas cercanas al Sol, con la mayoría de sus objetos dentro de los tipos espectrales F, G o K. Además pretende realizar observaciones de carácter general que permitirían entender los espectros de exoplanetas en contexto con su estrella anfitriona, otros planetas del sistema e historia cosmológica de la vecindad estelar.

Por su parte, la ESA se encuentra en el desarrollo de la misión “*Atmospheric Remote Sensing Infrared Exoplanet Large Survey*” (ARIEL). En la propuesta de la misión Pace et al. (2016) describen un telescopio espacial de 1 m de apertura, estacionado en el punto de Lagrange L2 y enfriado de forma pasiva a 50 K (Morgante et al., 2018). Esta misión se planteó con la intención de una población más grande de exoplanetas que la observada previamente por ESA Gaia, Cheops, PLATO, NASA Kepler II o TESS. Lo que brindaría una perspectiva estadística al estudio de exoplanetas.

En el contexto de este progreso técnico, se vuelve particularmente importante el estudio y caracterización de bioseñales, así como de los posibles falsos positivos dentro de la búsqueda de éstas. Conforme progresan nuestras capacidades de análisis mediante telemetría y surgen herramientas para conocer la composición atmosférica de los exoplanetas (ver §2.4.2) que observamos es necesario, como se discute en §2.4.1, discernir las posibles bioseñales así como los posibles mecanismos abióticos que pudieran llevar a falsos positivos dentro del estudio de estas.

El presente trabajo es parte de este esfuerzo por falsear bioseñales mediante el estudio de los efectos de la actividad cromosférica de AD Leo (una estrella enana tipo M, ver §2.1.1) en la composición atmosférica de un planeta rocoso. El primer trabajo en estudiar los efectos de una fulguración en la composición atmosférica de un planeta habitable fue Segura et al. (2010), utilizando el equivalente a una fulguración emitida por AD Leo el 12 de abril de 1985 (Hawley and Pettersen, 1991) incidiendo sobre un planeta similar a la Tierra dentro de la zona habitable de AD Leo. Los resultados de Segura et al. (2010) indicaron que la radiación UV emitida durante la fulguración no producía un cambio significativo en la profundidad de la columna de ozono del planeta; mientras que la inclusión de emisión de partículas cargadas durante la fulguración provocaba el agotamiento de hasta 94% del ozono hasta dos años después de la fulguración (ver §2.1.1) en un planeta sin campo magnético.

Otros estudios recientes que tratan de determinar los efectos de una fulguración en la habitabilidad de sistemas planetarios son: Vida et al. (2017) analizan la actividad de TRAPPIST-1, que probablemente tenga un efecto detrimental en la habitabilidad de

TRAPPIST-1 b-h; O'Malley and Kaltenegger (2017) analizan los efectos en la habitabilidad superficial del sistema TRAPPIST-1 de la emisión UV de la estrella; Estrela and Valio (2017) identifican super-fulguraciones en el sistema Kepler-96 y simularon sus efectos en la atmósfera de la Tierra durante el Arqueano y en el presente. Ninguno de estos estudios incluye los efectos de la emisión de partículas cargadas ni la resiliencia de la columna de ozono (O_3).

Adicionalmente, Tilley et al. (2018) extienden el trabajo de Segura et al. (2010) para determinar el efecto de múltiples fulguraciones y eventos de emisión de protones en un planeta potencialmente habitable; los particulares de este trabajo se discuten en el capítulo 3.

En particular nos interesa la acumulación de dióxígeno (O_2) y ozono (O_3) como producto de las reacciones de fotólisis causadas por el aumento de flujo estelar durante la fulguración. La importancia de estas dos moléculas como posible bioseñal radica en que son productos del metabolismo “dominante” en la Tierra y son la evidencia, en nuestro planeta, de que hay vida superficial en él. La relación entre la vida terrestre y lo que podemos suponer de la vida fuera del Sistema Solar es discutida en la §2.2, mientras que la importancia del dióxígeno y el ozono como bioseñales es discutida en mayor detalle en la §2.4.

El presente trabajo extiende los trabajos previos de Segura et al. (2010) y Tilley et al. (2018) estudiar: 1. el efecto del aumento de flujo electromagnético durante una fulguración omitiendo las partículas cargadas que se emiten durante la fulguración, y 2. un

planeta rocoso similar a la Tierra antes de la gran oxidación (durante el Arqueano tardío), en contraste con el uso de la Tierra moderna en las simulaciones de Segura et al. (2010) y Tilley et al. (2018). El objetivo de este trabajo es, a partir de la simulación de la interacción entre la atmósfera de un planeta rocoso similar a la Tierra y una enana tipo M durante una fulguración, analizar la plausibilidad de usar O_3 y O_2 como bioseñales en nuestra búsqueda de vida fuera del Sistema Solar.

Capítulo 2

Marco teórico

2.1. Estrellas

Como fuente fundamental de energía, la búsqueda de vida fuera de la Tierra y del Sistema Solar requiere entender el comportamiento y evolución de las estrellas. Así mismo, es necesario entender los posibles efectos que tendrán sobre sus planetas orbitantes y las atmósferas de estos; y las implicaciones que estos efectos tendrán sobre la habitabilidad del planeta.

La mayoría de la información sobre las propiedades físicas estelares proviene directamente del estudio de sus espectros y la comparación de estos con los resultados

de modelos del interior estelar y su evolución. En particular, al estudiar la intensidad de varias líneas de absorción se puede deducir temperaturas y composiciones. Las formas de las líneas además contienen información detallada sobre los procesos atmosféricos en las estrellas. (Karttunen et al., 1984)

El sistema de clasificación moderna, Morgan-Keenan, une (y expande) las clasificaciones anteriores para asignar un tipo espectral a la estrella observada. Este tipo consiste de una letra mayúscula (W, O, B, A, F, G, K, C, M, S, L, T, Y) y un número arábigo (0–9) al que ocasionalmente se le puede agregar un decimal y una letra minúscula para clarificar alguna propiedad particular del objeto que se describe, seguidos de un numeral romano (0, I-VII).

Tabla 2.1: Clasificación espectral Harvard. Se obtuvieron los intervalos de temperatura efectiva, masa y luminosidad para estrellas de la secuencia principal de Habets and Heintze (1981, ver tablas VII y VIII) y los porcentajes de la secuencia principal de Ledrew (2001).

Clase	$T_{eff}(K)$	Masa (M_{\odot})	Radio (R_{\odot})	Luminosidad (L_{\odot})	% de la secuencia principal
O	$\geq [30000]K$	≥ 16	≥ 6.6	≥ 30000	3×10^{-5}
B	10000 – 30000	2.1 – 16	1.8 – 6.6	25 – 30000	0.13
A	7500 – 10000	1.4 – 2.1	1.4 – 1.8	5 – 25	0.6
F	6000 – 7500	1.04 – 1.4	1.15 – 1.4	1.5 – 5	3
G	5200 – 6000	0.8 – 1.04	0.96 – 1.15	0.6 – 1.5	7.6
K	3700 – 5200	0.45 – 0.8	0.7 – 0.96	0.08 – 0.6	12.1
M	2400 – 3700	0.08 – 0.45	≤ 0.7	≤ 0.08	76.45

$$M_{\odot}=1.9885 \times 10^5 \text{ kg}, L_{\odot}=3.75 \times 10^{28} \text{ lm}, R_{\odot}=6.957 \times 10^{30} \text{ km}$$

En la tabla 2.1 se ven las características principales de las clases espectrales. Mientras que el resto de la clasificación, basada en la luminosidad se divide en: 0

o Ia⁺) Hipergigantes, Ia) Supergigantes luminosas, Iab) Supergigantes luminosas de tamaño intermedio, Ib) Supergigantes menos luminosas, II) Gigantes brillantes, III) Gigantes, IV) Subgigantes, V) Enanas (estrellas en la secuencia principal), sd o VI) Subenanas, y D o VII) Enanas blancas. La clasificación se puede ver de forma gráfica en la figura 2.1.

2.1.1. Particularidades sobre las estrellas enanas tipo M

Tabla 2.2: Subclases del tipo espectral M. Se listan las características físicas de cada una de las subclases del tipo espectral M. Tabla adaptada de Kaltenegger and Traub (2009).

Tipo espectral	T_{eff} (K)	$R R_{\odot}$	$M (M_{\odot})$	$L (\% L_{\odot})$	M_v
M0	3800	0.62	0.60	7.2	9.34
M1	3600	0.49	0.49	3.5	9.65
M2	3400	0.44	0.44	2.3	10.12
M3	3250	0.39	0.36	1.5	11.15
M4	3100	0.26	0.20	0.55	12.13
M5	2800	0.20	0.14	0.22	16.0
M6	2600	0.15	0.10	0.09	16.6
M7	2500	0.12	~ 0.09	0.05	18.8
M8	2400	0.11	~ 0.08	0.03	19.8
M9	2300	0.08	~ 0.075	0.015	17.4

Las enanas tipo M son el principal componente de la población estelar en nuestra Galaxia con más del 75 % de las estrellas en la secuencia principal perteneciendo a este tipo espectral (Ledrew (2001), ver tabla 2.1). Las enanas tipo M están en el extremo tardío de la secuencia principal, siendo estas las estrellas menos masivas capaces de sostener procesos de fusión nuclear en su interior a lo largo de su vida (M7, 8 y 9 con masa $\sim 0.08M_{\odot}$). El rango de masa que abarcan las enanas M cubre entre 0.075 y 0.66 M_{\odot} (ver tabla 2.2),

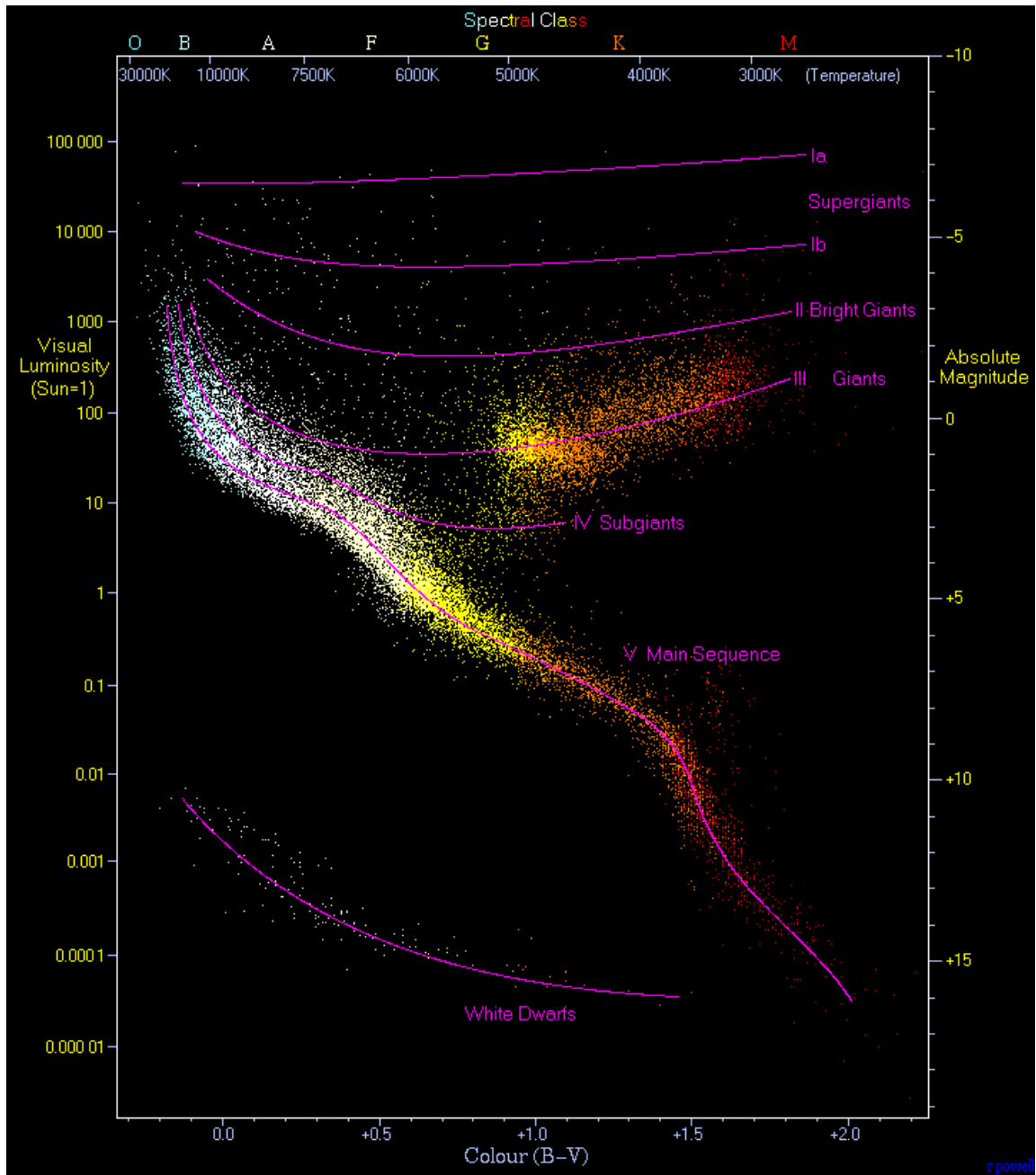


Figura 2.1: Diagrama Hertzsprung-Russell (H-R) tomado de Powell (2002)

mientras que su luminosidad está entre 0.015 % y 7.2 % L_{\odot} (ver tabla 2.2). Además, el límite de masa en el cual una estrella tiene un interior enteramente convectivo ($< 0.35M_{\odot}$) (Reiners and Basri, 2009) está dentro de la categoría. Un interior entera o principalmente convectivo es responsable del tiempo que una enana tipo M pasa en la secuencia principal; ya que disminuye la tasa a la que se acumula He en el núcleo estelar (o se evita esta acumulación por completo). Evitar esta acumulación lleva a que estas estrella tengan vidas dentro de la secuencia principal de 10^{12} años (Adams and Laughlin, 1997).

Por su tamaño, las enanas tipo M presentan ventajas observacionales en la búsqueda de exoplanetas capaces de albergar vida frente a otras clases espectrales: la razón de masas planetaria y estelar produce un mayor corrimiento doppler en este caso, mientras que la razón de radios produce una mayor la profundidad fotométrica de un tránsito en una curva de luz frente a otros tipos espectrales; además por su baja temperatura y luminosidad, las enanas tipo M presentan zonas habitables mas cercanas a la estrella que en el caso del Sol y similares, lo que incrementa la probabilidad geométrica de observar un tránsito (Gould et al., 2003, Nutzman and Charbonneau, 2008). En la figura 2.2 se aprecia como hay una correlación entre la clase espectral y los planetas detectados; en particular la clase espectral M tiene el máximo de planetas detectados en el periodo de las observaciones reportadas por Mulders et al. (2015) (2 a 50 días), con detecciones de planetas con radios similares al terrestre.

Subcategorías espectrales

Las estrellas utilizadas por Gray and Corbally (2009) para definir cada una de las subcategorías del tipo espectral M son: (M0V) GJ 270, (M1V) GJ 229A, (M2V) Lalande 21185, (M3V) Gliese 581, (M4V) Gliese 402, (M5V) GJ 51, (M6V) Wolf 359, (M7V) Van Biesbroeck 8, (M8V) VB 10, (M9V) LHS 2924. En la figura 2.3a-d se presentan ejemplos de espectros de enanas M generados a partir de promediar observaciones hechas a lo largo de un semestre de entre 10 y 50 estrellas, según la categoría.

Entender la relación entre el espectro de emisión y las propiedades físicas de una estrella resulta necesario para la medición del radio y la temperatura de equilibrio planetarios. En el tipo espectral M, esto ha presentado dificultades debido a que: La comparación con espectros teóricos resulta complicada dado que estos requieren modelos computacionalmente intensivos y detallados de la convección al interior estelar y listas completas de las moléculas y granos en sus atmósferas. Moléculas como H_2 , H_2O , TiO o VO tienen múltiples niveles de transición y sus coeficientes de absorción dependen de la frecuencia (Allard et al., 2000, Browning, 2008, Chabrier and Baraffe, 1997, Mullan and MacDonald, 2001). Además, la alta presión atmosférica hace necesario considerar transiciones inducidas por colisiones y la posibilidad de el efecto de la actividad cromatosférica sobre el espectro de la estrella sea afectado por la rmetalicidad o la actividad estelar(Chabrier and Baraffe, 1997, Tsuji et al., 1996).

Actividad cromosférica

La cromosfera es según Hall (2008) una región de la atmósfera estelar donde observamos una emisión superior a la esperada bajo condiciones de equilibrio radiativo, y donde el enfriamiento ocurre principalmente por radiación en líneas de resonancia fuertes (en vez de radiación a lo largo del continuo como es principalmente en el caso de la fotosfera) de especies abundantes como Mg II y Ca II. Si bien el Sol es la única estrella que podemos observar con el detalle suficiente como para estudiar la cromósfera, este parece ser un ejemplo típico de lo que se puede esperar sobre la actividad estelar (Boro Saikia et al., 2018)

Además, esta región es una zona heterogénea, con Roberts (1945) y Bohlin et al. (1975) reportando la observación de espículas y macroespículas en el Sol (ver 4). En la figura 2.4 se puede apreciar la cromosfera del Sol, junto con una espícula. Junto con estas características brillantes, también podemos observar gas frío y extendido, evidenciado por la presencia de bandas de CO como reportadas por Solanki et al. (1994), que hace patente la naturaleza heterogénea de la capa solar.

Vernazza et al. (1981) presentaron uno de los primeros modelos de la cromosfera solar, culminando en una distribución de temperaturas que se aprecia en la figura 2.5. Esta distribución sugiere que la cromosfera solar es alrededor de 1700 km en grosor y alcanza los 25,000 K.

Con una definición funcional de la cromosfera podemos definir la actividad que

se lleva a cabo en esta región estelar. Se identifican cuatro estructuras principales dentro de la cromosfera solar (Solanki, 2004):

1. Red cromosférica: un patrón similar a una red, principalmente visible en la línea H_{α} y en la línea ultravioleta K del Ca II. Esta red delimita las celdas supergranulares (estructuras dentro de la fotosfera) y se debe a la concentración de líneas de campo magnético causada por el movimiento de fluido dentro de las celdas.
2. Filamentos y prominencias: los filamentos son características oscuras similares a hilos visibles en H_{α} . Son nubes frías y densas de material que está suspendido encima de la superficie solar por lazos del campo magnético. Las prominencias son la misma estructura que el filamento, salvo que se proyectan por encima del borde del disco solar. Ambas estructuras pueden permanecer en un estado tranquilo o inactivo por semanas, pero eventualmente el lazo que los soporta terminará cambiando, causando una erupción.
3. Playas: parches brillantes alrededor de las manchas solares que se ven claramente en H_{α} . Las playas también están asociadas con concentraciones de campo magnético y forman parte de una red de emisiones brillantes que caracterizan la cromosfera.
4. Espículas: jets de plasma colimado siendo expulsado hacia arriba y afuera a través de la cromosfera, apareciendo y desapareciendo en escalas de minutos.

Fulguraciones

Una fulguración es una liberación repentina de energía magnética que se almacenó en la atmósfera estelar (Gibson, 1973). Durante esta liberación se emite radiación a lo largo del espectro (desde ondas de radio, hasta rayos gama) y además se proyectan partículas cargadas junto con la radiación.

Típicamente, una fulguración consiste de 3 fases, delineadas por Gibson (1973) y Syrovatskii (1972): 1. precursora: se desencadena la liberación de energía, esta emisión de radiación es en rayos X. 2. impulsiva: sucede la aceleración de las partículas cargadas hasta energías en exceso de MeV, es durante esta fase que se emite radiación a lo largo del espectro electromagnético. 3. de decaimiento: durante la fase final se observa un aumento y disminución de los rayos X emitidos. Cada una de estas fases puede durar desde unos cuantos segundos hasta varias horas.

2.1.2. AD Leo

AD Leonis (AD Leo) es una estrella enana tipo M relativamente cercana al Sol, a solo 4.904 pc (203.9 ± 2.8 milisegundos de arco según Stephenson (1986)) y parte de la constelación de Leo. AD Leo es una estrella de la secuencia principal que se caracteriza por sus aumentos en luminosidad (fulguraciones). En la tabla 2.3 se presentan las características principales de AD Leo junto con una comparativa del Sol.

Tabla 2.3: Detalles misceláneos de AD Leo y el Sol. Se incluyen información de la estrella, distancia a la que orbita un planeta que recibe la misma energía promedio que la Tierra del Sol y la energía emitida en $\text{Ly}\alpha$. Tabla adaptada de Domagal-Goldman et al. (2014).

Estrella	Tipo espectral	T_{ef} (K)	Luminosidad (L_{\odot})	Distancia (pc)	Semieje mayor (AU)	$\text{Ly}\alpha$ ($\text{erg}/\text{cm}^2/\text{s}$)
Sol	G2V	5770	1	0.0	1	8.17
AD Leo	M3.5e	3400	0.023	4.9	0.16	390

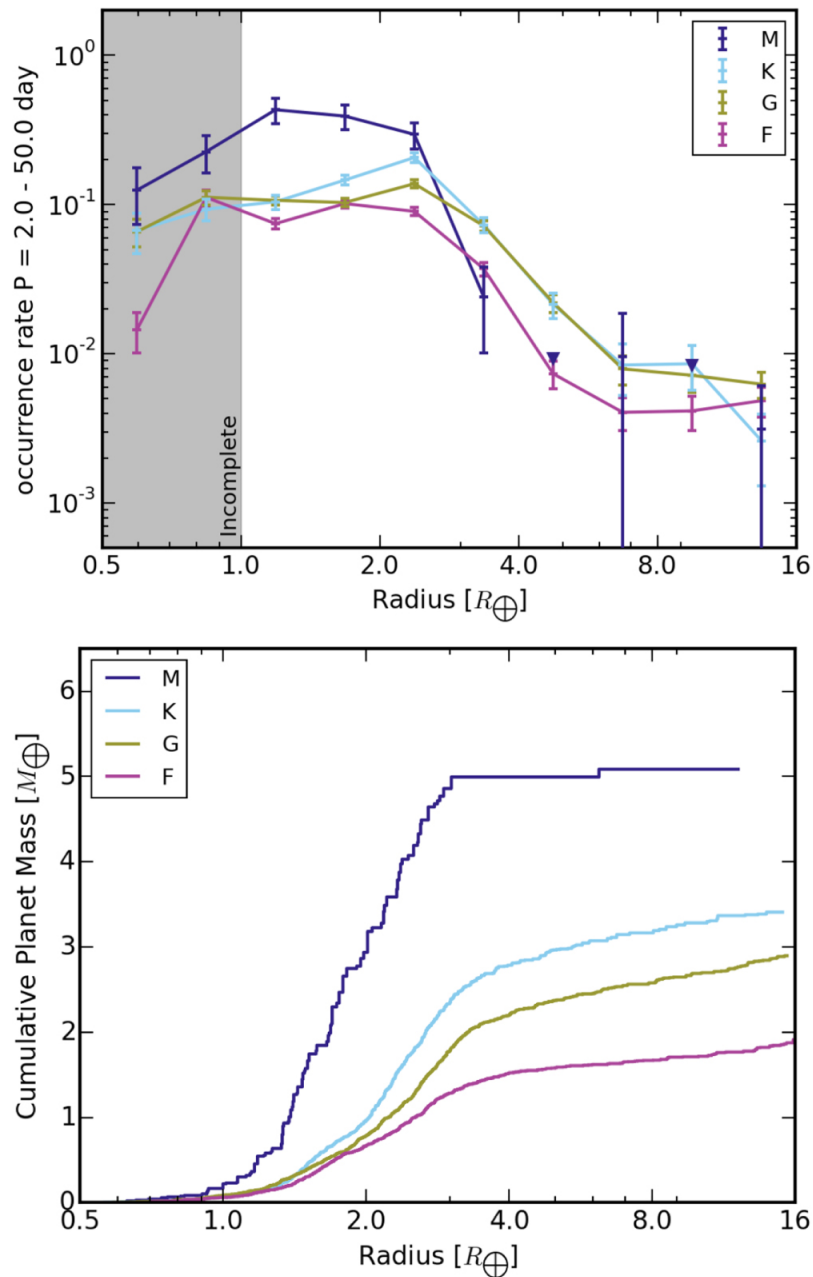


Figura 2.2: Distribución radios planetarios para periodos de órbita entre 2 y 50 días de estrellas enanas M (azul) y estrellas de la secuencia principal FGK. El panel principal muestra las tasas de ocurrencia encasillados, donde los triángulos denotan límites superiores 1σ . El panel inferior muestra la curva de regresión basa en una estimación de densidad de kernel gaussiana. La región sombreada es es el intervalo de confianza 1σ basado en las estadísticas de conteo de poisson. Las tasas de ocurrencia de los planetas son incompletas para $< R_{\oplus}$. Gráfica tomada de Mulders et al. (2015).

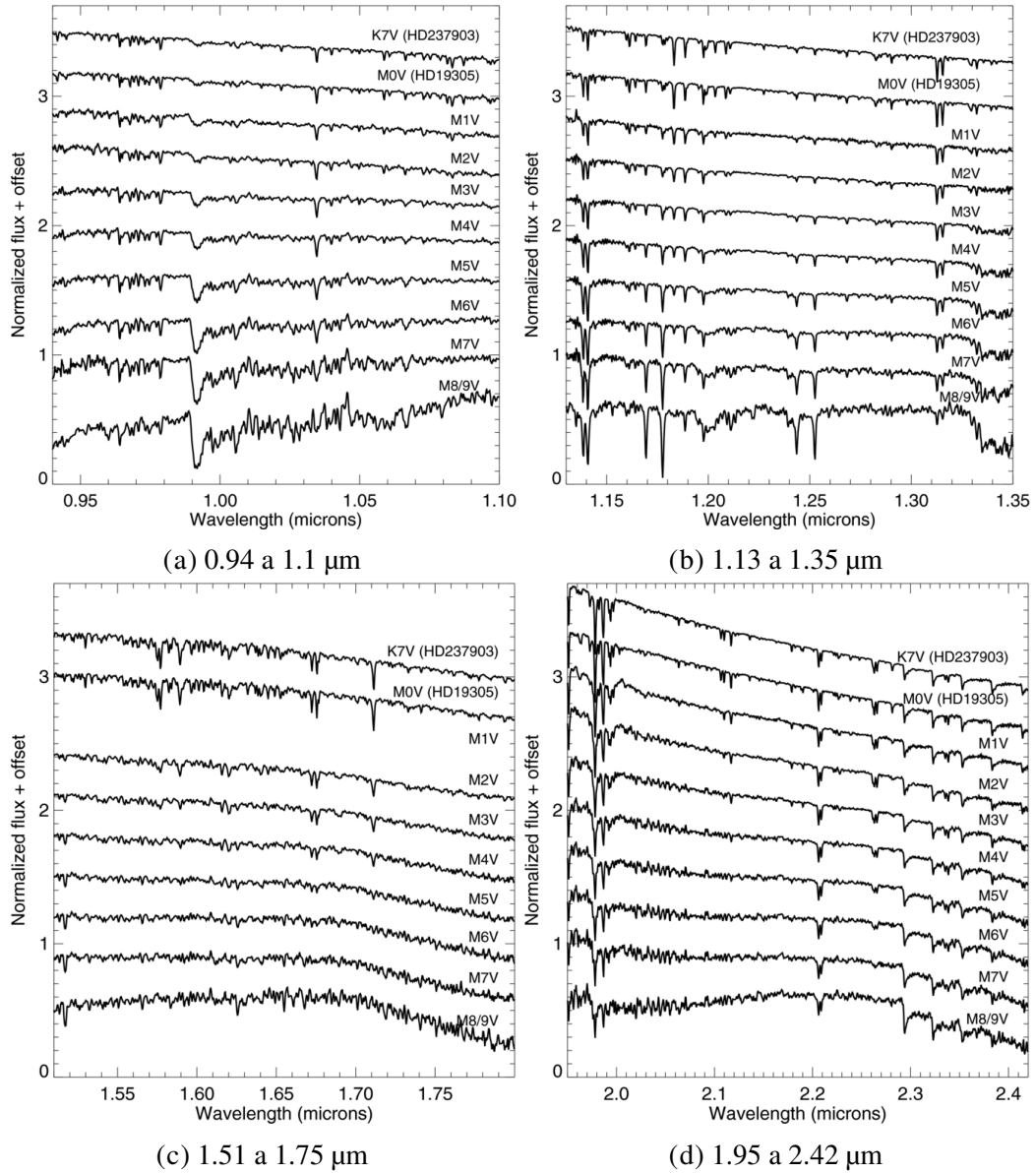


Figura 2.3: Flujos normalizados en función de la longitud de onda para el tipo espectral M, de 0.9 a 2.4 μm que corresponden a la banda K (a), banda H (b), banda J (c) y banda Y (d). Los espectros de la clase K7V y M0V pertenecen a la librería IRTF (HD237903 y HD19305, respectivamente), mientras que el resto con promedios de observaciones de distintas estrellas dentro del mismo subtipo espectral. Gráficos tomados de Newton et al. (2014)



Figura 2.4: Fotografía del Sol durante el tránsito de Mercurio el 8/11/2006, tomada con un telescopio equipado con un filtro H_{α} por Phil Jones. En rojo se resalta la presencia de una espícula al momento de que se tomó la fotografía, énfasis agregado. https://apod.nasa.gov/apod/image/0611/MercuryTransit_jones_f.jpg

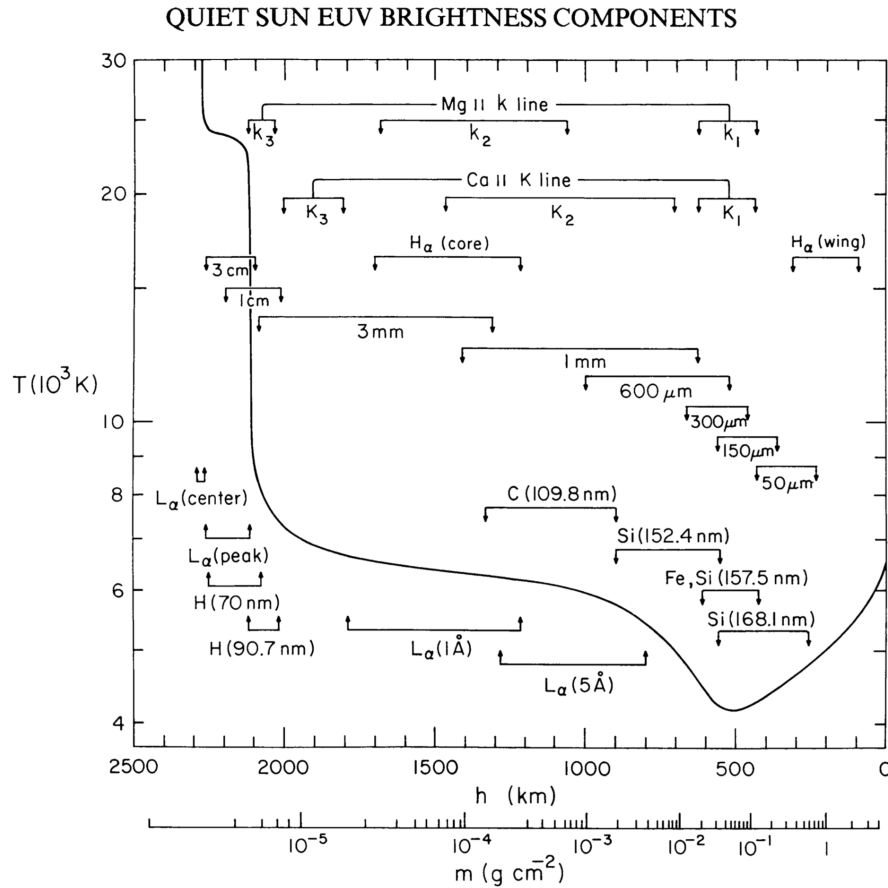


Figura 2.5: La distribución de temperaturas promedio del Sol derivada del continuo EUV, La línea L_α y otras observaciones. A grandes rasgos, la cromosfera solar yace entre el mínimo de temperatura a mano derecha y el aumento a temperaturas de la corona cerca de $\approx 2300 \text{ K}$. Las profundidades aproximadas donde las diferentes líneas y continuos se originan están indicados. Tomado de (Vernazza et al., 1981)

2.2. Sobre la Vida

“Pese a que los esfuerzos por entender las bioseñales son, a final de cuentas, esfuerzos de entender la vida en la Tierra y como podría darse fuera de ella, el objetivo no es definir vida como un concepto biológico que describa unívocamente el fenómeno, sino como un concepto objetivo con el que guiar la investigación científica” (Oliver and Perry, 2006)

Campbell and Reece (2002) listan las siguientes características comunes a la vida en la Tierra:

1. Bioquímica: la misma maquinaria química hace funcionar a la vida.
2. Estructura ordenada: Simetrías radiales o bilaterales, así como organización de alto nivel (biósfera) en organismos multicelulares y células.
3. Reproducción: Creación de un nuevo organismo.
4. Crecimiento y desarrollo: procesos mediante los cuales el organismo alcanza la madurez (etapa en la cual puede reproducirse).
5. Uso de energía: captura de energía solar, química o de material orgánico producido por otros seres vivos.
6. Respuesta al medio ambiente: Habilidad de percibir estímulos externos y alterar el ambiente interno en respuesta.
7. Homeostásis: Mantenimiento de un ambiente interno estable independientemente del estado del ambiente externo.

8. Adaptación evolutiva: Proceso mediante el cual poblaciones de organismos se adaptan a presiones externas mediante evolución por selección natural.

La NASA, con la intención de crear un marco de trabajo para sus programas de “Exobiología y Astrobiología”, definió la vida como: “un sistema químico autosustentante capaz de evolución darwiniana” (Joyce, 1994). La fortaleza de esta definición es que distingue la vida por medio del proceso evolutivo más que por su composición química. La definición hace referencia a la bioquímica mediante el concepto general: “autosustentante”. Además al hacer la evolución una propiedad fundamental de la vida, separa la propiedad “vida” de las características individuales de los organismos (Domagal-Goldman et al., 2016).

Sin embargo, Seager et al. (2012) señalan que, desde un punto de vista astrofísico, la búsqueda de vida fuera del Sistema Solar puede simplificar a la vida como una caja negra en la que entran ciertos compuestos y salen otros, permitiendo un punto de vista que sea independiente de la complejidad de factores que entran en juego para determinar los detalles específicos de las características enlistadas por Campbell and Reece (2002).

Así, bajo esta óptica Jones and Lineweaver (2010) mencionan que podríamos reducir estas características a: 1. Energía, 2. Solventes, y 3. Composición elemental común. Schlesinger (1991) menciona que el contenido de carbono en la biomasa se encuentra entre 45 y 50%. Además, el carbono es el cuarto elemento más abundante en el universo de acuerdo con nuestras observaciones espectroscópicas y modelos (Crowell, 1996). Estos dos hechos apoyan la generalización de que la composición elemental común de la vida

será aquella basada en carbono y la química que se puede realizar con él. Para el solvente, basta con considerar el agua; formada por el primer y tercer elementos más comunes en el universo (Crowell, 1996), es uno de los solventes más versátiles que conocemos en la Tierra. Su abundancia y versatilidad la hacen parte fundamental de la definición misma de zona habitable con la que se buscan planetas candidatos a hospedar vida.

Cualquier sistema químico autosustentante debe diferir en composición de su medio ambiente, característica que se amplificará por medio de la evolución. McKay (2004) propone que sea esta diferencia química, esta bioseñal, la que se busque como señal universal de la vida y por lo mismo, que se use como forma de detección de vida.

2.3. Habitabilidad planetaria

Teniendo ya una definición general de vida, el siguiente paso en su búsqueda es acotar los exoplanetas en los que es plausible encontrarla tal y como la definimos en la sección anterior. Así como nuestro conocimiento de la vida en la Tierra informa la definición de vida que tenemos (al ser este el único planeta que sabemos es capaz de albergar vida) las condiciones en la Tierra informarán lo que consideramos como habitable (ver §2.2).

Segura and Kaltenegger (2010) listan las características de un mundo habitable como agua líquida y una atmósfera; a esto se suman otras características que pudieran

restringir la potencial habitabilidad de un planeta, como su masa, un satélite natural, la presencia de elementos CHONPS o tectónica de placas. El agua líquida es uno de los mejores solventes para favorecer la emergencia y evolución de la vida, al mismo tiempo que se trata de una molécula abundante en nuestra Galaxia y su preponderancia la hace un candidato ideal para las generalizaciones que buscamos hacer (Mottl et al., 2007). Por otra parte, la presencia de una atmósfera en un planeta permite la estabilización de la temperatura al nivel global al minimizar las variaciones producto de un ciclo día-noche, además de que puede elevar la temperatura del planeta por medio de procesos de retroalimentación como el “efecto invernadero” (Segura and Kaltenegger, 2010).

De forma secundaria la masa influye en la cantidad de gas acretado por el planeta y el calor remanente en el núcleo, que afecta la tectónica de placas. Ikoma and Genda (2006) encontraron que planetas con masas menores a $7 M_{\oplus}$ son capaces de mantener producción de agua mediante oxidación de hidrógeno atmosférico. Además, planetas muy pequeños tendrán actividad volcánica con la que disiparán el calor de sus núcleos pero no necesariamente actividad tectónica; la actividad tectónica sirve para reponer gases atmosféricos, por lo que su falta favorece la pérdida atmosférica (Segura and Kaltenegger, 2010).

En la tabla 2.4 podemos apreciar los casos extremos en los que hemos encontrado vida dentro de nuestro planeta. Al examinar estos límites podemos acotar la búsqueda a ambientes que podrían sostener vida similar a la terrestre o que fueron capaces de sostenerla en el pasado.

Tabla 2.4: Los límites conocidos de la vida en la Tierra. Tabla adaptada de Domagal-Goldman et al. (2016).

Factor	Extremófilo	Ambiente terrestre	Límite
Alta temperatura	Termófilo o hipertermófilo	Ventila hidrotermal submarina, agua termal terrestre, ambientes subterráneos profundos	121-122 °C
Baja temperatura	Psicrofilo	Hielo, permafrost, Valles secos antárticos	-20 °C
Alta presión	Barófilo o piezófilo	Fondo marino, ambientes subterráneos profundos (e.g. Fosa de las Marianas)	> 1300 atm
Alto pH	Alcalifilo	Lagos de soda	11.3 – 11.4
Bajo pH	Acidófilo	Drenaje de mina ácido, aguas termales	-0.06
Alta salinidad	Halófilo	Salmueras, depósitos de evaporita.	NaCl ≈ 5M
Desecación	Xerófilo	Valles secos antárticos, desiertos	< 10% humedad relativa
Radiación ionizante	Radorresistente	Ambientes altos en radiación (e.g. Desperdicios radioactivos, reactores nucleares)	> 6000 Ga
Radiación UV	Radorresistente	Desiertos a gran altitud, atmósfera alta	5000 J m ⁻²
Concentración tóxicas de elementos	--	Drenaje de mina ácido, agua termal	Depende del elemento

La necesidad de agua líquida en la superficie del planeta nos lleva a definir la “zona habitable” como el anillo alrededor de una estrella de la secuencia principal en que un planeta es capaz de mantener agua líquida en su superficie a largo plazo (Domagal-Goldman et al. (2016) ver figura 2.6). La razón de limitar esta definición a la superficie del planeta radica en que es a nivel superficial donde la vida podría tener impacto en la composición atmosférica y ser factible su detección desde la Tierra.

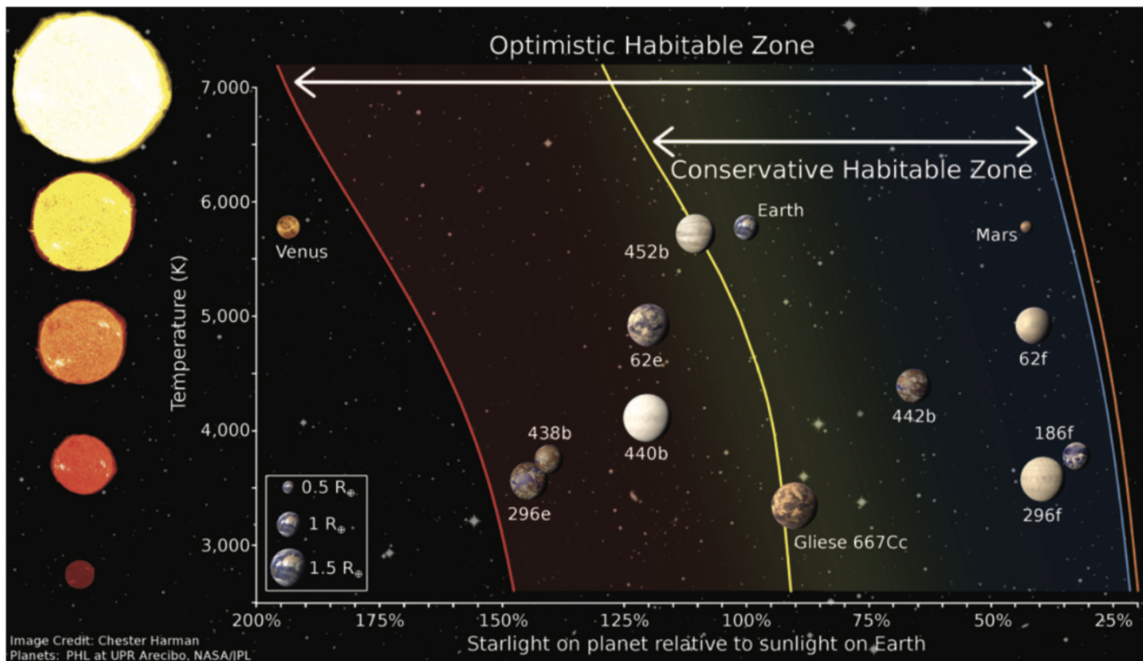


Figura 2.6: Zona habitable en función de la temperatura efectiva de la estrella anfitriona, figura tomada de Domagal-Goldman et al. (2016). Los autores diferencian dos estimados para la zona habitable, según las consideraciones que se tomen sobre las atmósferas planetarias.

Se espera que un planeta rocoso dentro de la zona habitable y con tectónicas de placa produzca y sostenga una atmósfera reductora (Raymond et al., 2009). El desgaseamiento volcánico proveería N_2 , CO_2 y agua, con pequeñas cantidades de H_2 , CO y CH_4 (Catling, 2006, Tian et al., 2005, Zahnle et al., 2010).

Shields et al. (2016) señalan que el interés específico en enanas tipo M como estrellas anfitrionas de planetas posiblemente habitables ha incrementado en las últimas décadas conforme el campo de descubrimiento y caracterización planetaria ha aumentado. Esto debido a que estas estrellas ofrecen la mejor posibilidad de encontrar planetas gracias

a su número y otras ventajas observacionales (ver §2.1.1).

2.4. Bioseñales

Domagal-Goldman et al. (2016) definen el término bioseñal como cualquier elemento, molécula, sustancia, o característica que puede ser usada como evidencia de vida pasada o presente y es distinta de un fondo abiogénico. Además, categorizan las bioseñales en razón del acceso que necesitamos para su estudio, entiéndase *remotas* e *in situ* (ver la tabla 2.5), y en distintas subcategorías dependiendo del tipo de evidencia que dejan estas bioseñales. Por otro lado, Meadows (2006, 2008) divide las bioseñales en tres tipos: 1. gaseosas: productos directos o indirectos de metabolismos, 2. superficiales: características espectrales impartidas en radiación reflejada o dispersada por organismos, y 3. temporales: modulaciones en cantidades medibles que pueden ser relacionadas a las acciones y patrones dependientes del tiempo de la vida.

2.4.1. Tipos de bioseñales

Las bioseñales *in situ*, aquellas a las que tendríamos acceso directo, incluyen ejemplos de organismos, restos fósiles y evidencia molecular a nivel local; mientras que las bioseñales remotas serán aquella que tendríamos que estudiar por medio de telescopios y análisis de espectros (Domagal-Goldman et al., 2016). Dejando de lado la posibilidad de

Tabla 2.5: Tipos de bioseñales y ejemplos. Tabla adaptada de Domagal-Goldman et al. (2016)

	Tipo	Bioseñal	Ejemplo
<i>in situ</i>	Bioseñales visuales	Observación directa de vida Fósiles Artefactos de vida	Estructuras celulares (Posiblemente observadas moviéndose o reproduciéndose) Células fosilizadas Estromatolitos o microboros endolíticos
	Bioseñales químicas	Macromoléculas biológicas Evidencia molecular de metabolismo Desequilibrio termodinámico o cinético dentro del medio ambiente Biominaerales	Proteínas o polímeros de ácido nucleico Fraccionamiento isotópico o homquiralidad Gradientes de especies redox en columnas de agua de lago Algunos minerales de silicato, carbonato o hierro, o enriquecimiento metálico
<i>remotas</i>	Bioseñales espectrales	Desequilibrio ambiental a gran escala	Desequilibrio atmosférico, e.g. O_2 o CH_4
	Bioseñales resueltas espacialmente	Estructuras geométricas de vida inteligente	Caminos, ciudades, agricultura, modificación de paisaje a gran escala
	Emisión electro-magnética	Emisiones inteligentes	Señales ópticas o de radio de una civilización, cambios en el espectro de su estrella, e.g esfera/enjambre de Dyson

civilizaciones alienígenas, pues exceden los alcances de este trabajo, las bioseñales *in situ* resultan viables para su estudio solo dentro del Sistema Solar con las actuales capacidades inter planetarias/estelares.

Por otro lado, las bioseñales espectrales, al significar desequilibrios ambientales

a gran escala, presentan mayor promesa de ser estudiadas con las capacidades actuales de estudio remoto que tenemos (Fuji et al., 2018).

Seager et al. (2012) divide las bioseñales atmosféricas en aquellas que son subproducto de química redox dentro de organismos, y aquellas que son producidas de manera secundaria, en cantidades que no tienen relación con la química de las moléculas en cuestión o la biomasa/cantidad de organismos produciéndola. También remarca que ambas categorías de subproductos pueden ser posteriormente transformados de forma abiótica y que es necesario considerar estos subproductos modificados abióticamente como una subcategoría dentro de cada una de las categorías establecidas.

Bioseñales subproducto de reacciones redox

Las reacciones redox son usadas por la vida en la Tierra para aprovechar los gradientes de energía química y para la producción de sustancias utilizadas en el almacenaje de energía. Seager et al. (2012) analiza la fototropía y la quimiotropía desde el mismo punto de vista, señalando que ambas involucran gradientes de energía química: la fototropía convierte energía lumínica mediante la excitación de un electrón dentro de un pigmento que posteriormente se utiliza para reducir una molécula aceptora, mientras que el pigmento vuelve a oxidarse reduciendo alguna molécula ambiental; la quimiotropía aprovecha estos gradientes de energía en su medio ambiente.

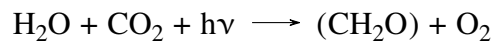
Algunos gases producto de reacciones redox que podrían funcionar como bio-

señales son CH₄ como subproducto de metanogénesis o N₂O proveniente de la reducción de nitratos.

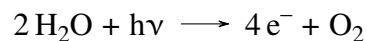
Según la fuente energética detrás del metabolismo que produce la bioseñal, podemos separar estos en fototrofía y quimiotrofía, según si la fuente es radiación electromagnética o desequilibrio químico.

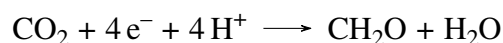
Fototrofía. La fototrofía es el proceso que convierte energía lumínica en energía química que pueden usar los organismos vivos. Esta recolecta la radiación solar para crear gradientes de energía a través de membranas dentro de la célula; estos gradientes son luego utilizados para fijar carbono y nitrógeno.

Fotosíntesis oxigénica. La fotosíntesis oxigénica se puede expresar en términos generales en la ecuación química:

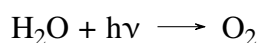


Donde (CH₂O) representa carbohidratos en general que son después convertidos en biomoléculas. La reacción anterior incluye la colecta de luz y la creación de biomasa mediante la fijación de carbono. Podemos separar estas reacciones para puntualizar el proceso metabólico que recolecta energía y sus eventuales subproductos.





Al separar la generación de electrones de la síntesis de carbohidratos se hace evidente la generación de oxígeno como subproducto metabólico usando el H₂O como donador de electrones. Se puede resumir la fotosíntesis oxigénica como:



Así, el oxígeno es la principal bioseñal en la Tierra, en parte por la cantidad de radiación solar incidente y la disponibilidad de agua para la vida superficial. Sin embargo, aunque la Tierra temprana tenía radiación incidente, agua y CO₂ no había aún una bioseñal de O₂, pues la vida no había adquirido la capacidad de fijar CO₂ al obtener electrones del agua. La acumulación de O₂ resulta una buena bioseñal atmosférica pues la molécula tiene una vida lo suficientemente larga frente a hundideros fotoquímicos como para acumularse; pero lo suficientemente corta como para combinarse con otras moléculas. Por lo que su observación indica una producción constante, lo que sugiere vida (Des Marais et al., 2002, Seager et al., 2012).

Fotosíntesis anoxigénica. En vez de utilizar agua como fuente de electrones, algunos organismos utilizan compuestos inorgánicos de azufre, óxido nítrico, hidrógeno gaseoso o compuestos orgánicos. Al igual que la fotosíntesis oxigénica, la fotosíntesis anoxigénica resulta en compuestos que están mas oxidados que los reactivos originales. Sin embargo, los subproductos de esta fotosíntesis incluyen: azufre, ácido sulfúrico, hierro

férrico o arseniato (Kulp et al., 2008).

Quimiotrofía. La quimiotrofía describe el proceso metabólico mediante el cual se aprovecha energía en la forma de desequilibrio químico dentro de la célula. Este desequilibrio puede utilizar compuestos inorgánicos o aprovechar materia orgánica.

Quimiotrofía aeróbica. La importancia de metabolismos que consumen oxígeno radica en la posibilidad de la presencia de O₂ en la atmósfera como receptor de electrones. En un planeta con tiempos de oxidación lo suficientemente largos (con atmósferas ricas en hidrógeno) es posible que organismos con este tipo de metabolismos oxiden la atmósfera lo suficiente como para producir una bioseñal de oxígeno (Seager et al., 2012).

Quimiotrofía anaeróbica. Un planeta con vida puede tener una superficie anaeróbica por falta de organismos productores de oxígeno o porque estos no dominan el estado redox de la atmósfera. Durante los primeros 2.3×10^9 años de historia en la Tierra, esta era la condición en la que se encontraba nuestro planeta (Koehler et al., 2010, Kump, 2008).

Bioseñales subproducto de procesos metabólicos secundarios

Mientras que el metabolismo primario captura energía del medio ambiente, el metabolismo secundario sintetiza compuestos que no están directamente relacionados con el crecimiento del organismo, pero pueden influenciar la condición del organismo o ser subproductos de situaciones de estrés, e.g. compuestos producidos en situaciones de vida o muerte o aquellos necesarios para interacciones ecológicas como defensa o atracción de polinizadores. Ejemplos de posibles bioseñales en esta categoría incluyen: $\text{CH}_3 \cdot \text{S} \cdot \text{CH}_3$ y $\text{CH}_3 \cdot \text{SH}$ (Pilcher, 2003), y CH_3Cl (Segura et al., 2005).

2.4.2. Métodos de detección

La forma de estudiar cada una de las bioseñales en la tabla 2.5 dependerá mucho del acceso que tenemos al planeta en cuestión; en caso de las bioseñales *in situ* se puede usar fotografía micro y macroscópica, cromatografía de gases, espectrometría de masas, y espectroscopía; en esencia, cualquier técnica cuyas herramientas se puedan usar de forma remota y podamos montar en una sonda o rover, o que pudiera formar parte del instrumental de una misión tripulada (Domagal-Goldman et al., 2016).

Por otro lado, las bioseñales *remotas* requieren observación con telescopios; en particular espectroscopia IR y visible en el caso de las bioseñales atmosféricas (Fuji et al., 2018).

2.4.3. Falsos positivos

En el caso del O_2 y O_3 , Meadows (2018) hace una revisión muy completa de los posibles mecanismos generadores de falsos positivos que conocemos actualmente. Tres mecanismos son resaltados: 1. Inventarios pobres de gases no condensables. 2. Luminosidad aumentada en enanas tipo M de la pre-secuencia principal. 3. Producción fotoquímica impulsada por el espectro estelar.

Inventario pobre de gases no condensables

Este mecanismo involucra fotólisis de agua (seguida por la pérdida del hidrógeno) en atmósferas que carecen de gases no condensables como N_2 . Para que este mecanismo funcione se debe debilitar la efectividad de la trampa fría; esto ocurre cuando la temperatura atmosférica o cuando la cantidad de estos gases no condensables es baja. Con la carencia de gases no condensables el vapor de agua puede llegar a mayores altitudes antes de condensarse, donde es más vulnerable a ser fotolizada por radiación UV incidente en la atmósfera. El hidrógeno producto de esta fotólisis escapa de la atmósfera, dejando O_2 como coproducto. Esto seguirá hasta que los hundideros superficiales de O_2 sean saturados y eventualmente la cantidad de O_2 atmosférico será suficiente para generar una trampa fría y detener la pérdida de H. Wordsworth and Pierrehumbert (2014) calculan que este mecanismo podría llegar a producir una presión parcial de O_2 similar a la terrestre.

Como este mecanismo para permitir agua en la estratósfera depende de condi-

ciones planetarias y la falta de un gas no condensable a temperaturas y presiones típicas de un planeta en la zona habitable, podría funcionar para planetas orbitando estrellas de cualquier tipo espectral (Wordsworth and Pierrehumbert, 2014).

Luminosidad aumentada en enanas tipo M de la pre-secuencia principal

Los modelos actuales sugieren que la fase superlumínica de una estrella enana tipo M, antes de que entre en la secuencia principal, pueden impulsar la evaporación de hasta el equivalente de varios océanos de la Tierra para un planeta rocoso en la zona habitable de la enana tipo M. El vapor de agua resultante sería susceptible a fotólisis y el hidrógeno producto de esta fotólisis, a su vez, sería susceptible a escape atmosférico, produciendo entre 10^4 y 10^5 kPa de O_2 en planetas similares a la Tierra (Luger et al., 2015).

La cantidad de O_2 generado en estos modelos es función de la clase espectral de la estrella orbitada. Planetas alrededor de estrellas tempranas dentro del tipo M (M0V-M3V) son menos propensos a generar cantidades significativas de O_2 (Luger et al., 2015). Sin embargo, planetas orbitando estrellas más tardías (M4V en adelante), pueden producir hasta varias decenas de millares de kPa de O_2 en su atmósfera dependiendo del inventario inicial de agua disponible, masa planetaria, parámetros estelares y la resiliencia de sus sumideros superficiales (Meadows, 2018).

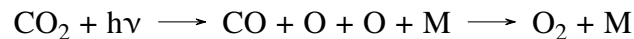
En el caso de planetas rocosos podrían sustentar atmósferas con importantes cantidades de O_2 y CO_2 ; esto solo si suficiente CO_2 es desgastado con el tiempo y el planeta

no tiene un océano superficial significativo en el que secuestrar el CO₂ (Meadows, 2018).

Producción fotoquímica impulsada por el espectro estelar

El O₂ abiótico y su proxy O₃ pueden también ser formados por medio de la fotoquímica planetaria del CO₂. Cada una de las reacciones involucradas requerirá fotones que excedan el umbral energético necesario para ser absorbidos y separar a la molécula pasando por la fotólisis. La fotoquímica planetaria es particularmente sensible a la emisión en UV de la estrella anfitriona (Grenfell et al., 2014, 2007, Rugheimer et al., 2015, 2013, Segura et al., 2005, 2003, 2010) y en especial a la razón entre radiación UV de longitud de onda corta a larga, que puede desembocar en reacciones químicas con capacidad de cambiar la composición atmosférica sin recurrir a escape atmosférico.

El CO₂ es un gas atmosférico común en planetas rocosos, siendo un componente principal de la atmósfera terrestre prebiótica, y un componente actual de la atmósfera de Venus y Marte (Meadows, 2018). O₂ puede ser producido a partir del CO₂ por medio de la siguiente serie de reacciones (no balanceadas):



Donde m es una molécula que termina con la energía sobrante para estabilizar el producto colisional. Que tan eficiente resulta esto dependerá de la disponibilidad de catalizadores como HO_x o NO_x.

Además, se han identificado varios posibles mecanismos fotoquímicos que podrían generar O_2 y O_3 de forma abiótica:

1. Gao et al. (2015) encontraron que en atmósferas secas, el OH no podía ser generado por medios fotolíticos en cantidades suficientes, causando una inhibición de la recombinación del CO_2 .
2. Tian et al. (2014) encontraron que estrellas anfitrionas con una alta razón de emisión en el UV lejano (UV-l) [$0.122 < \lambda < 0.2\text{nm}$] comparada con su emisión en el UV medio (UV-m) y cercano (UV-c) ([0.2, 0.3] y [0.3, 0.44] nm respectivamente) con respecto al Sol pueden ralentizar la recombinación de CO_2 . Mayor radiación UV-l aumenta la fotólisis del CO_2 , pero bajas UV-m y UV-c inhiben la fotólisis del agua y otras reacciones químicas que involucran HO_x .
3. Narita et al. (2015) argumentan que la fotólisis del agua podría ser suficiente para generar cantidades de O_2 en periodos de tiempo mayores a 10^9 años. Su modelo requiere que el planeta tenga océanos poco profundos, fuerte emisión de UV-c de parte de la estrella anfitriona y reservas superficiales de TiO abundantes para alcanzar los niveles necesarios para un falso positivo.
4. O_3 podría ser generado mediante la fotólisis del O_2 generado por pérdida de océanos (Meadows, 2018). Esto podría suceder en estrellas que emiten fuertemente en el UV-l sin emitir significativamente en el UV-m o UV-c. Adicionalmente Domagal-Goldman et al. (2014) encontraron que estas estrellas podrían provocar la acumulación de O_3 a cerca del 10% de la abundancia terrestre actual sin la acumulación apreciable de O_2 .

2.5. Justificación del trabajo.

Los efectos del clima espacial en la habitabilidad de exoplanetas han sido estudiados anteriormente desde múltiples ángulos. Luger and Barnes (2015) encontraron que radiación UV extrema puede causar el escape de una atmósfera planetaria. Por otro lado, Ribas et al. (2016) y Airapetian et al. (2017) encontraron que procesos no térmicos pueden causar la remoción de iones pesados de la atmósfera (como N^+ y O^-). Así mismo, Dong et al. (2018) y Garraffo et al. (2016, 2018) encontraron que la interacción entre la magnetósfera planetaria y el viento solar puede llevar a una pérdida considerable de atmósfera y a su consecuente escape.

El impacto que causa una fulguración a la composición química y evolución de la atmósfera de un exoplaneta ha sido menos estudiado. Segura et al. (2010) es el primer estudio en analizar el efecto de una fulguración de alta energía en la química atmosférica de un planeta habitable; en ese trabajo, los autores ven los efectos del equivalente a la fulguración del 12 de abril de 1985 emitida por AD Leo (Hawley and Pettersen, 1991) sobre un planeta similar a la Tierra moderna. Sus resultados indican que la radiación UV proveniente de la fulguración no produjo un resultado apreciable en la profundidad de la columna de ozono; sin embargo, al incluir partículas cargadas, el agotamiento de ozono alcanzó el 94% dos años después de la fulguración en un planeta sin campo magnético con una recuperación dentro de un periodo de 50 años. Segura et al. (2010) encontraron que la fulguración no presenta un peligro directo para la vida.

Recientemente Vida et al. (2017) analizaron el sistema TRAPPIST-1 con información de Kepler/K2 mostrando un promedio de 0.75 fulguraciones diarias con energías entre 1.26×10^{30} y 1.24×10^{33} erg. Esto podría ser un detrimento para la posible habitabilidad de los planetas en el sistema TRAPPIST-1. O'Malley and Kaltenegger (2017) encontraron que el estado óxico (referente al contenido de oxígeno) de la atmósfera es esencial para proteger la superficie de un planeta frente a la emisión UV de su estrella anfitriona. Estrela and Valio (2017) identificaron superfulguraciones en el sistema Kepler-96 con energías de hasta $\sim 1.8 \times 10^{35}$ erg.

Tilley et al. (2018) expandieron el trabajo de Segura et al. (2010) para determinar efecto de múltiples fulguraciones y eventos de partículas cargadas en la habitabilidad de exoplanetas orbitando enanas M. Para ello, aprovecharon las campañas observacionales posteriores al trabajo de Segura et al. (2010) para mejorar los flujos estelares utilizados durante la fulguración; se profundiza en los esfuerzos del trabajo de Tilley et al. (2018) en el capítulo 3.

En este trabajo se expande el realizado por Segura et al. (2010) al estudiar los efectos del flujo electromagnético emitido durante una fulguración de una enana M sobre un planeta rocoso con composición atmosférica similar a la Tierra durante el Arqueano. Se escoge este eón pues es el mejor ejemplo que tenemos de un planeta habitable sin una bioseñal dominante como lo fue el oxígeno después de la gran oxidación. Debido a la importancia que tiene el oxígeno y el ozono como bioseñales es que se estudia su posible falso positivo ante la presencia de fulguraciones en el clima estelar. Además se aprovecha el trabajo realizado por Tilley et al. (2018), particularmente en lo que respecta a los flujos

estelares y las mejoras al código del modelo.

Capítulo 3

Metodología

A lo largo de este trabajo se utilizó el código numérico de un modelo fotoquímico unidimensional ATMOS originalmente desarrollado por Kasting et al. (1985) para calcular la evolución de la composición de la atmósfera terrestre como función del tiempo, el modelo está descrito a fondo por Segura et al. (2003). Posteriormente el código fue modificado para actualizar el lenguaje de programación en que estaba hecho (de fortran 66 a un híbrido de fortran 77 y 90), remover la especificidad codificada dentro del programa y permitir fácil simulación de diferentes planetas, rejillas de longitud de onda, flujos estelares, especies químicas y reacciones (Catling et al., 2010). Segura et al. (2010) y Tilley et al. (2018) modificaron el código mas allá para permitir variaciones en el flujo estelar para corresponder con las variaciones en la luminosidad de una estrella durante una fulguración; la versión

utilizada durante este trabajo sigue estas modificaciones para que el modelo trabaje con fulguraciones en vez de flujos estelares constantes.

Trabajar con fulguraciones implica hacer que el código funcione por intervalos de tiempo controlados (intervalos que son determinados por la fulguración y la forma en la que está muestreada) y de forma secuencial (tomando la solución de cada paso y usarla como estado inicial para el siguiente), en vez de permitir que se alcance equilibrio o limitar el tiempo de computadora que se dedica a la simulación. En la §3.2 se describe como se trata la variación de flujo estelar a lo largo de la fulguración y como Tilley et al. (2018) generaron la curva de luz de la fulguración, así como los flujos en función de la longitud de onda para cada paso de tiempo en los que se dividió la fulguración. Además, a lo largo de este capítulo se describe en detalle cómo funciona un modelo fotoquímico en general, con los particulares en §3.1.8.

Los modelos fotoquímicos unidimensionales se aprovechan de que las variaciones longitudinales y latitudinales de una atmósfera (en términos de especies que la componen y sus densidades) suelen ser mucho menores que las variaciones por altitud, permitiendo la reducción de dimensiones (Catling and Kasting, 2017). Esto debido a que la penetración de rayos UV depende de la cantidad del gas superpuesto y que el transporte vertical a lo largo de la atmósfera sucede en escalas de tiempo menores que el transporte horizontal, por lo que la mayoría de las atmósferas muestran algún grado de homogeneidad lateral.

El modelo toma como entrada una atmósfera inicial (con especies químicas y sus

cantidades), un flujo estelar incidente en la parte superior de la atmósfera y las reacciones químicas posibles que relacionan las especies entre sí.

3.1. Modelo fotoquímico

Un modelo fotoquímico suele resolver las siguientes dos ecuaciones para cada una de las especies involucradas:

$$(3.1.1) \quad \frac{\partial n_i}{\partial t} = P_i - l_i n_i - \frac{d\Phi_i}{dz}$$

$$(3.1.2) \quad \Phi_i = -Kn \frac{\partial f_i}{\partial z} - D_i n_i \left(\frac{1}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial z} + \frac{1}{H_i} + \frac{1 + \alpha_{T_i}}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \right)$$

Donde t es el tiempo, z la altitud, T es la temperatura, n_i es la densidad numérica de la especie i (molécula/cm), P_i es la razón de producción química (moléculas $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$), l_i la frecuencia de pérdida química (cm^{-1}), Φ_i el flujo de la especie i , $f_i = \frac{n_i}{n}$ la razón de mezcla de la especie i , K el coeficiente de difusión de *eddys* (torbellinos) ($\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$), n la densidad numérica atmosférica total, D_i el coeficiente de difusión entre la especie i y la atmósfera de fondo, $H_i (= \frac{kT}{m_i g})$ escala de altura de la especie i y α_{T_i} el coeficiente de difusión térmica de la especie i con respecto a la atmósfera de fondo. De las definiciones anteriores: k la constante de Boltzmann y m_i la masa molecular de la especie i .

Debido a las simplificaciones tomadas en la derivación de la ecuación (3.1.2), esta es válida solo para gases constituyentes menores (que su presión parcial es considerablemente menor con respecto a la del gas constituyente principal) difundiendo dentro de un gas de fondo más abundante; lo que puede llevar a errores cuando algún gas se convierte en constituyente mayor a alguna altitud. Además, el coeficiente de difusión entre dos gases es de la forma

$$(3.1.3) \quad D_{12} = \frac{b_{12}}{n_1 + n_2}$$

Donde n_1 y n_2 son las densidades numéricas de dos gases y b_{12} es el parámetro binario de difusión. Al tratarse de una mezcla de múltiples componentes, podemos aproximar este coeficiente de forma única para cada especie que nos interese mediante la fórmula:

$$(3.1.4) \quad D_i = 1.52 \times 10^{18} \left(\frac{1}{M_i} + \frac{1}{M} \right) \frac{T^{\frac{1}{2}}}{n}$$

Con M_i el peso molecular de la especie i y M el peso molecular promedio de la atmósfera.

Debido a la conveniencia de trabajar en unidades de abundancia (volumen/ volumen), reescribimos el segundo término de la derecha en la ecuación (3.1.2) usando:

$$(3.1.5) \quad \frac{\partial f_i}{\partial z} = \frac{1}{n} \frac{\partial n_i}{\partial z} - \frac{n_i}{n^2} \frac{\partial n}{\partial z}$$

Recordando la ley de gas ideal, $p = nkT$, reescribimos la ecuación anterior como

$$(3.1.6) \quad \frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial z} = \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial z} + \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z}$$

Pero resulta que $\frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial z} = -\frac{1}{H_a}$, donde H_a es la altura de escala; al sustituir esto en (3.1.6) y usar el resultado en (3.1.5), obtenemos

$$(3.1.7) \quad \frac{\partial f_i}{\partial z} = \frac{1}{n} \frac{\partial n_i}{\partial z} + \frac{n_i}{n} \left(\frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{1}{H_a} \right)$$

Al despejar $\frac{\partial n_i}{\partial z}$ de (3.1.7) y definiendo

$$(3.1.8) \quad \mathcal{H}_i \equiv D_i \left(\frac{1}{H_i} - \frac{1}{H_a} + \frac{\alpha_{Ti}}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \right)$$

podemos reescribir la ecuación (3.1.2) como:

$$(3.1.9) \quad \Phi_i = -(K + D_i)n \frac{\partial f_i}{\partial z} - H_i n f_i$$

Al diferenciar la ecuación (3.1.9) con respecto a la altitud y notando que en estados estacionarios se cumple que $\frac{\partial n}{\partial z} = 0$, reescribimos la ecuación (3.1.1) como:

$$(3.1.10) \quad \frac{\partial f_i}{\partial t} = \frac{1}{n} \frac{\partial}{\partial z} \left[(K + D_i)n \frac{\partial f_i}{\partial z} + \mathcal{H}_i n f_i \right] + \frac{P_i}{n} - l_i f_i$$

Cabe destacar que la ecuación (3.1.10) es un sistema de ecuaciones cuando consideramos

evaluar para cada una de las especies involucradas en nuestro modelo (indexadas con i).

3.1.1. Ecuaciones del modelo en diferencias finitas

Para resolver el sistema de ecuaciones presentado en 3.1.10 se necesita, primero, establecer una rejilla unidimensional, en la que se divide la atmósfera con pasos regulares, desde la superficie planetaria hasta la parte superior de la atmósfera. Con una rejilla espaciada regularmente podemos aproximar las derivadas espaciales por ecuaciones de diferencias finitas de segundo orden:

$$(3.1.11) \quad \left. \frac{\partial(H_i n f_i)}{\partial z} \right|_j = \frac{(H_i n f_i)^{j+1} - (H_i n f_i)^{j-1}}{2\Delta z}$$

$$(3.1.12) \quad \left. \frac{\partial\Phi_i}{\partial z} \right|_j = \frac{\Phi_i^{j+1/2} - \Phi_i^{j-1/2}}{\Delta z}$$

Donde el superíndice j indica el nivel vertical y los flujos en puntos intermedios de la rejilla se evalúan de:

$$(3.1.13) \quad \Phi_i^{j+1/2} = (K + D_i)^{j+1/2} n^{j+1/2} \frac{f_i^{j+1} - f_i^j}{\Delta z} + H_i^j n^j f_i^j$$

Así, el sistema de ecuaciones diferenciales parciales (3.1.10) queda reducido a un sistema de ecuaciones diferenciales ordinarias:

$$(3.1.14) \quad \frac{df_i^j}{dt} = Af_i^{j+1} + Bf_i^j + Cf_i^{j-1} + D_i^j$$

$$\text{Donde } A = \frac{(K+D_i)^{j+1/2}}{n^j(\Delta z)^2} + \frac{(H_i n)^{j+1}}{2n^j \Delta z}, \quad B = \frac{(K+D_i)^{j+1/2}}{n^j(\Delta z)^2} + \frac{(K+D_i)^{j-1/2}}{n^j(\Delta z)^2},$$

$$C = \frac{(K+D_i)^{j+1/2}}{n^j(\Delta z)^2} + \frac{(H_i n)^{j-1}}{2n^j \Delta z} \text{ y } D_i^j = \frac{p_i^j}{n^j}$$

Para resolver el nuevo sistema de ecuaciones representado por la ecuación (3.1.14) resulta conveniente reenumerar las ecuaciones. Si I es el número de especies químicas que tenemos y J es el número de capas verticales en las que dividimos nuestra atmósfera, sea:

$$(3.1.15) \quad x_k = f_i^j \quad k = i + (j-1) \cdot I \quad i = 1, \dots, I \quad j = 1, \dots, J$$

Lo que nos deja con $K(=J \cdot I)$ ecuaciones con K incógnitas x_k , que pueden ser escritas como:

$$(3.1.16) \quad \frac{dx_k}{dt} = Ax_{k+1} + Bx_k + Cx_{k-1} + D_k$$

3.1.2. Solución del sistema de ecuaciones diferenciales ordinarias

Resolver el sistema de ecuaciones (3.1.16) podría ser tan sencillo como usar software de solución de EDO's, salvo por una pequeña excepción: las especies de vida corta tienen tasas de reacción tales que ponen sus tiempos de vida en el orden de segundos, mientras que en las especies de vida larga se dan tiempos de vida en las decenas de años. Esto último es comparable con las escalas de tiempo del transporte vertical dentro de la atmósfera en nuestro código. Todo lo anterior hace que sea necesario integrar por periodos en el orden de 10^9 s, por lo que resulta muy poco eficiente cubrir periodos de 10^9 s en intervalos de tiempo de 10^{-4} s (que se requieren para las especies de vida corta).

Numéricamente se advierte esta dificultad al usar un método de integración implícita en el que parte de la ecuación (3.1.16) es evaluada en un momento posterior. Para esto requerimos hacer una aproximación del valor futuro de la función, esta aproximación se hace con el método de Euler inverso. Para esto, empezamos reescribiendo el sistema de ecuaciones (3.1.16):

$$(3.1.17) \quad \frac{d\vec{x}}{dt} = \vec{F}(\vec{x}) \quad \vec{x} = (x_1, \dots, x_k)$$

Aproximamos la derivada temporal mediante la diferencia:

$$(3.1.18) \quad \frac{d\vec{x}}{dt} = \frac{\vec{x}_{m+1} - \vec{x}_m}{\Delta t}$$

Donde m representa el paso temporal. Para un método completamente implícito, la función $\vec{F}(\vec{x})$ debe ser evaluada un paso adelante, i.e.

$$(3.1.19) \quad \vec{x}_{m+1} = \vec{x}_m + \vec{F}(\vec{x}_{m+1})\Delta t$$

Pero seguimos sin conocer el valor de \vec{x} , para evaluar la función hacemos una expansión de Taylor de $\vec{F}(\vec{x})$ alrededor del punto $\vec{F}(\vec{x}_m)$ y a primer aproximación:

$$(3.1.20) \quad \vec{F}(\vec{x}_{m+1}) \cong \vec{F}(\vec{x}_m) + \left. \frac{d\vec{F}}{d\vec{x}} \right|_m (\vec{x}_{m+1} - \vec{x}_m) + \dots \rightarrow 0$$

Definimos $\Delta\vec{x} \equiv \vec{x}_{n+1} - \vec{x}_n$ y recordando que la diferencial en la ecuación (3.1.20) es una matriz Jacobiana:

$$(3.1.21) \quad \left. \frac{d\vec{F}}{d\vec{x}} \right|_m \equiv \mathbb{J} = \begin{pmatrix} \partial_1 F_1 & \partial_2 F_1 & \cdots & \partial_n F_1 \\ \partial_1 F_2 & \partial_2 F_2 & \cdots & \partial_n F_2 \\ \vdots & & & \vdots \\ \partial_1 F_n & \partial_2 F_n & \cdots & \partial_n F_n \end{pmatrix}$$

Usando estas definiciones en la ecuación (3.1.19) obtenemos:

$$(3.1.22) \quad \Delta\vec{x} = \left[\vec{F}(\vec{x}) + \mathbb{J}\Delta\vec{x} \right] \cdot \Delta t$$

Reordenando y dividiendo la ecuación (3.1.22) por el intervalo temporal, obtenemos:

$$(3.1.23) \quad \left(\frac{\mathbb{I}}{\Delta t} - \mathbb{J} \right) \Delta \vec{x} = \vec{F}(\vec{x}_n)$$

Donde \mathbb{I} es la matriz identidad. Al resolver la ecuación (3.1.23) obtenemos el paso $\Delta \vec{x}$ lo que nos permite avanzar temporalmente con $\vec{x}_{n+1} = \vec{x}_n + \Delta \vec{x}$.

3.1.3. Condiciones de frontera

Durante la solución de las ecuaciones (3.1.16) se deben de aplicar condiciones de frontera a cada una de las especies en cada uno de los extremos de los intervalos del modelo. Como usar la ecuación (3.1.14) implicaría elementos fuera de la rejilla del modelo, reescribimos la ecuación (3.1.10) en diferencias finitas:

$$(3.1.24) \quad \frac{df_i^j}{dt} = \frac{-1}{n^j \Delta z} \left(\Phi_i^{j+1/2} - \Phi_i^{j-1/2} \right) + \frac{P_i^j}{n^j} - l_i^j f_i^j$$

Consideremos primero la condición inferior, $j = 1$: Cerca de la superficie podemos despreciar la difusión molecular en (3.1.13), y el flujo en $j - 1/2$ es Φ_{suelo} , por lo que la ecuación (3.1.24) se reduce a:

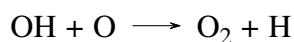
$$(3.1.25) \quad \frac{df_i^1}{dt} = \frac{1}{n^1 \Delta z} \left[(Kn)^{3/2} \left(\frac{f_i^2 - f_i^1}{\Delta z} \right) + \Phi_{suelo} \right] + \frac{P_i^1}{n^1} - l_i^1 f_i^1$$

Al reescribir la ecuación (3.1.25) en términos de las variables x_k se le puede usar para imponer las condiciones de frontera al flujo. Para algunas especies, uno simplemente puede fijar el valor del flujo para reflejar su comportamiento como se observa en la atmósfera terrestre moderna (Catling and Kasting, 2017). Adicionalmente, se puede establecer $\partial f_i^1 / \partial t = 0$ si se conoce la razón de mezcla y el modelo calcula el flujo necesario para mantener la concentración apropiada. Para especies removidas por la superficie o solubles, se hace $\Phi_{suelo} = -v_{dep}n_i^1 = -v_{dep}n^1 f_i^1$ donde se establece una velocidad de depósito (v_{dep}).

Las condiciones de frontera superior son tratadas de manera similar, con la salvedad que al alejarnos de la superficie no podemos despreciar la difusión molecular, que implica utilizar la forma completa de $\Phi_i^{j-1/2}$ en la ecuación (3.1.13). El flujo en la parte superior de la rejilla Φ_{up} es cero para la mayoría de las especies. En este caso, reescribimos en términos de una velocidad de efusión (si la velocidad de depósito define un flujo hacia el suelo, la velocidad de efusión hace lo contrario, definiendo un flujo hacia la parte superior de la atmósfera) ($\Phi_{up} = v_{ef}n_i^J = v_{ef}n^J f_i^J$) y entonces igualamos esta velocidad (v_{ef}) a cero. Para el H y H_2 , $v_{ef} = D_i/H_a$; en el caso de especies que se pueden fotolizar (e.g. O_2) v_{ef} tiene un valor negativo para compensar las pérdidas por encima de la casilla de la rendija tratada. O atómico tiene una velocidad con sentido contrario y el doble de magnitud que de la del O_2 . Similarmente, la fotólisis del CO_2 lleva a flujos descendentes de CO y O .

3.1.4. Matrices de producción y pérdida química

Para calcular las tasas de producción y pérdida química para cada una de las especies involucradas; estas tasas aparecen en los términos $\frac{P_i}{n} - l_i f_i$ de la ecuación (3.1.10). A razón de evitar posibles errores en la escritura del código necesario para cada uno de los cálculos y hacer el programa flexible a la inclusión de nuevas especies en caso de ser necesario, uno de las entradas del modelo es una lista con las reacciones posibles: numeradas y con los reactivos y productos indicados, e.g.



En la tabla 3.1 se especifica un número de reacción, dos reactivos involucrados y hasta tres productos; la mayoría de las reacciones químicas se pueden escribir de esta manera (incluyendo reacciones de 3 cuerpos) y fotólisis. La razón de cada reacción se calcula como: $T_j = k_j n_1 n_2$ donde k_j es la constante de razón para la reacción j , y n_1 y n_2 son las densidades numéricas de los dos reactivos. De los ejemplos en la tabla 3.1, la décima es reacción estándar, la sexta es una reacción de tres cuerpos (donde la densidad del tercer cuerpo es considerada como parte de la constante k_j). Y la décimoprimer reacción es una reacción de fotólisis, que se puede tratar de la misma manera si el fotón que separa la molécula es considerado como un reactivo mas con una densidad numérica unitaria.

Una vez leída esta lista de reacciones, se crea una matriz de producción química, donde se relaciona cada una de las especies dentro de la atmósfera con todas las reacciones

Tabla 3.1: Lista con ejemplos de las reacciones involucradas en el modelo fotoquímico utilizado en este trabajo. Para una lista comprensiva, ver apéndice A

Reacción	Reactivo		Producto		
1	H_2O	O^1D	OH	OH	
2	H_2	O^1D	OH	H	
3	H_2	O	OH	H	
4	H_2	OH	H_2O	H	
5	H	O_3	OH	O_2	
6	H	O_2	HO_2		
7	H	HO_2	H_2	O_2	
8	H	HO_2	H_2O	O	
9	H	HO_2	OH	OH	
10	OH	O	H	O_2	
11	O_2	$h\nu$	O	O	
12	C_2H_6	$h\nu$	C_2H_4	H	H
⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮
392	C_2H	CH_2CCH_2	$HCAER2$	H	

que la incluyen como un producto. Además, los símbolos de cada especie en las reacciones son remplazados por el índice que se le asignó a esa especie. Con esto, y usando la información en la tabla de reacciones, se calcula la razón de producción de todas las especies. La matriz de pérdida química es similar, pero contiene una capa adicional que guarda los índices (números de especie) de las especies con que reacciona cada una de las especies en la atmósfera.

3.1.5. Especies de vida corta y vida larga, y matrices en condiciones adversas

En principio, el trabajo delineado hasta ahora podría resolver el sistema de ecuaciones diferenciales que planteamos en la ecuación (3.1.23):

$$\left(\frac{\mathbb{I}}{\Delta t} - \mathbb{J} \right) \Delta \vec{x} = \vec{F}(\vec{x}_n)$$

Pero hacerlo podría no ser óptimo y usar demasiados recursos computacionales, por dos motivos: 1. Para especies de vida corta, el transporte es irrelevante. Suponer equilibrio fotoquímico es suficiente para describirlas ($P_i^j = l_i^j n_i^j$) por lo que se puede reducir el jacobiano al removerlas y tratarlas por separado. 2. Mas apremiante, a veces pueden surgir situaciones donde la matriz jacobiana puede encontrarse en condiciones adversas, i.e casi singular, lo que puede llevar a errores al resolver la matriz en la ecuación (3.1.23). En práctica esto significa que el programa se vuelve incapaz de aumentar el paso de tiempo de forma normal. Esto puede pasar cuando una especie se desacopla del resto porque su abundancia se hace casi cero (cero dentro de los primeros 15 decimales por la doble precisión con la que hace operaciones el código) en alguna de las capas de la atmósfera, lo que lleva a multiples filas de la matriz jacobiana donde las derivadas parciales se anulan.

Cuando el segundo de estos problemas ocurre, se puede modificar el esquema químico del modelo, de manera que las especies se mantengan acopladas más estrechamente. Una segunda opción es hacer que las especies que se desacoplan dejen de influir en la

determinación del tamaño del paso temporal. Una tercera opción es remover algunas especies de la matriz jacobiana y resolver sus densidades suponiendo equilibrio fotoquímico, mas aún, especies de vida larga, e.g. CO₂, pueden ser removidas y resueltas suponiendo equilibrio difusivo. Solo especies “neutras” que deberían ser tratadas así en atmósferas reducidas donde el balance redox es un problema.

3.1.6. Rayos y lluvia

Adicionalmente, el modelo incluye rayos, lluvia y fotólisis dentro de sus cálculos. Los rayos son una fuente abiótica de compuestos de N en la tropósfera de la Tierra actual y de O₂ troposférico en la atmósfera prebiótica. El código hace el tratamiento de la tasa de producción de NO en la atmósfera moderna es supuesta como a una tasa integrada por columna de 10⁹ cm⁻²s⁻¹ (Borucki and Chameides, 1984, Martin et al., 2002). Las tasas para las demás especies son escaladas a partir de la tasa del oxígeno suponiendo equilibrio termodinámico a una temperatura de “freeze-out” de 3500 K. Los errores producto de esta aproximación no han sido cuantificados, pero no se espera que sean mayores a otras incertidumbres en modelos fotoquímicos de atmósferas tempranas. Se supone que las especies producidas de esta manera están concentradas en la tropósfera baja, siguiendo el perfil de lluvia de Fishman and Crutzen (1977). El balance de óxido-reducción se asegura en atmósferas baja en O₂ al requerir que todas las especies sean producidas en proporciones previamente balanceadas.

La lluvia es tratada según el esquema delíneado en Giorgi and Chameides (1985), donde siguiendo la ley de Henry (3.1.26) se asigna una solubilidad a la mayoría de las especies.

$$(3.1.26) \quad H^{cc} = \frac{c_a}{c_g}$$

Donde c_a es la concentración de la especie en fase acuosa y c_g es la concentración de la especie en fase gaseosa.

Sin embargo, las especies que se disocian al estar en disolución necesitan solubilidades efectivas dependientes del pH que tome en cuenta la cantidad disuelta de la especie y de todos los productos de la disociación, por lo que es necesario estimar el pH de las gotas de lluvia. Para esto, a cada capa del modelo dentro de la tropósfera, se calcula la química de la lluvia, tomando en cuenta gases relevantes y especies disueltas (típicamente CO_2 , SO_2 y H_2CO), y usando una aplicación del método de Newton para resolver un sistema de ecuaciones algebraicas. Ya con una solubilidad efectiva para estas especies y las solubilidades obtenidas previamente mediante la ley de Henry, se continúa con el esquema de Giorgi and Chameides (1985) para calcular las tasas de remoción por lluvia. Dependiendo de la solubilidad de una especie en cuestión, desaparecer de la atmósfera por lluvia puede llevar entre 5 días y varias semanas.

3.1.7. Fotólisis y transferencia radiativa

La fotólisis es el proceso que mueve toda la maquinaria fotoquímica en la atmósfera y, por lo mismo, es el proceso fundamental detrás de un modelo fotoquímico. Las tasas de fotólisis dentro de código son calculadas según una aproximación de dos corrientes delíneada en (Toon et al., 1989), que toma en cuenta tanto absorción como dispersión múltiple. El espectro estelar es dividido en 118 casillas, cubriendo desde la longitud de onda Ly α (121.6 nm) hasta 850 nm. La dispersión de Rayleigh es considerada en todas las longitudes. Mientras que la transferencia radiativa dentro de las bandas de absorción Schumman-Runge (175-205 nm) del oxígeno molecular es manejada usando una serie de exponenciales ajustada al modelo de banda de Allen and Frederick (1982). La precisión de la aproximación de Allen y Frederick no ha sido medida en atmósferas bajas en O₂.

3.1.8. Características particulares del código usado en este trabajo

Este modelo tiene 74 especies, en el apéndice A se enlistan las reacciones químicas que relacionan estas especies y que se usan en las matrices de producción y pérdida química. La atmósfera con la que trabaja el modelo numérico está dividida en intervalos de 0.5 km desde 0.25 km hasta 99.75 km de altitud. El paso temporal inicial del modelo es de 1×10^{-6} s y crece en múltiplos de 1.1, 1.2, 1.4, 2.0, 3.0, 4.0, y 5.0 veces el paso anterior. Esto hasta llegar a 10,000 pasos transcurridos o 1×10^{17} s. De las 74 especies involucradas en este modelo, 61 son de vida larga y se resuelven como parte del jacobiano,

11 son especies de vida corta y se resuelven suponiendo equilibrio fotoquímico, y 2 son inertes (CO_2 y N_2 , y funcionan como la atmósfera de fondo).

Siguiendo la metodología de Segura et al. (2010) el código fotoquímico se vuelve un módulo de un programa mas grande. A primer nivel, se controla el paso del tiempo, el estado de la estrella (en lo que concierne a la fulguración) y por lo mismo la entrada del flujo estelar. Primeramente, el modelo corre con el flujo basal de AD Leo (ver 3.1) hasta que se alcanza equilibrio químico en la atmósfera. Posteriormente, se cambia el flujo de la estrella conforme la fulguración lo requiere, controlando el tiempo durante el cual cada uno de estos flujos son emitidos, y se corre el modelo durante esos intervalos de tiempo. Al finalizar la fulguración, se vuelve a correr el modelo, nuevamente hasta que se alcanza el equilibrio químico.

3.2. Entrada del modelo

En este trabajo se analizan los efectos que tiene la actividad de AD Leo, en particular una fulguración, sobre la composición atmosférica de un planeta similar a la Tierra hace 2400 millones de años, al principio del Eón Proterozoico y antes de que la actividad biótica cambiara la composición atmosférica en lo que se conoce como la “Gran oxidación” y que eventualmente llevó a los niveles actuales de oxígeno atmosférico en la Tierra.

Así, primero necesitamos el flujo basal de AD Leo, bajo el cual se permite que el modelo corra hasta alcanzar equilibrio. Este flujo se puede ver en la figura 3.1. El flujo es escalado de manera que el planeta reciba la misma energía total que la Tierra del Sol. Debido a que estamos trabajando con un planeta similar a la Tierra, cabe esperar que recibir la misma energía lleve a la presencia y permanencia de agua líquida en la superficie, lo que pondría al planeta dentro de la zona habitable de AD Leo.

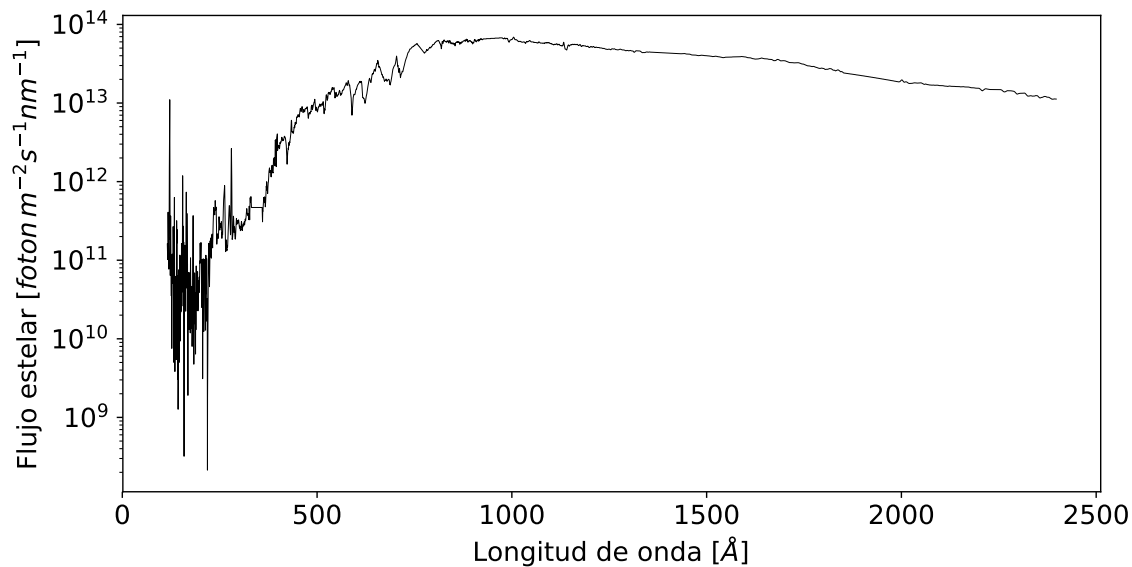


Figura 3.1: Flujo estelar basal de AD Leo como función de la longitud de onda. Este es el flujo que emite la estrella fuera de la fulguración.

En la figura 3.2 podemos ver el flujo para cada uno de los pasos de tiempo en los que fue muestreada la fulguración. Cada uno de estos flujos se encuentra dividido en 118 casillas de intervalos de longitud de onda. Estos flujos fueron generados según el procedimiento delineado por Tilley et al. (2018) y que se procede a explicar en términos generales.

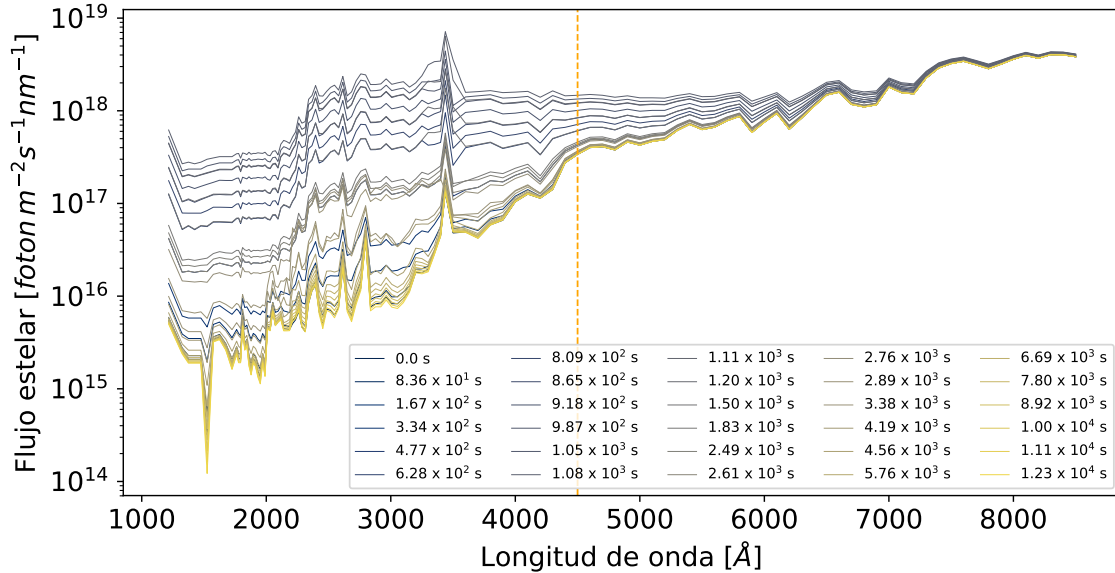


Figura 3.2: Flujos de entrada durante la fulguración para el modelo. Flujos de la fulguración, como función de la longitud de onda, para cada uno de los muestreos. En naranja se delimita el trabajo adicional de Tilley et al. (2018) en los flujos frente al utilizado por Segura et al. (2010).

Tilley et al. (2018) toma los datos de la fulguración de Segura et al. (2010) y, usando resultados estadísticos de las observaciones hechas por Kepler de la estrella GJ1243 (M4), se extendió el rango de longitudes de onda que abarca el perfil del flujo estelar durante la fulguración. Se incorporan las observaciones de la energía de la fulguración, duración y amplitud del trabajo realizado por Hawley et al. (2014) y Davenport et al. (2014).

Usando las relaciones empíricas (3.2.1-3) encontradas por Hawley et al. (2014), se escala el perfil base para, en el caso de Tilley et al. (2018) generar un conjunto semialeatorio de fulguraciones para cubrir periodos de tiempo más largos. En nuestro caso, estas relaciones se utilizaron para crear el perfil de una sola fulguración, este perfil se presenta

en la figura 3.3.

$$(3.2.1) \quad \log_{10} \frac{\Delta F_u}{F_u} = 0.7607 \log_{10} E - 25.855$$

$$(3.2.2) \quad \log_{10} \nu = -1.01 \log_{10} E + 31.65$$

$$(3.2.3) \quad \log_{10} t = 0.395 \log_{10} E - 9.269$$

Donde F_U es el flujo estelar en al banda U (banda centrada en 365 nm con $FWHM = 65$ nm), E es la energía total de la fulguración en *ergs*, ν es la frecuencia de las fulguraciones en fulguraciones por día y t es la duración de la fulguración.

Integrando el flujo a cada uno de los tiempos de muestreo de la fulguración, obtenemos una imagen de la evolución de la curva de luz de la estrella a lo largo de la fulguración. Esta evolución se puede apreciar en la figura 3.3 y dividida en los distintos

flujos presentados en la figura 3.2.

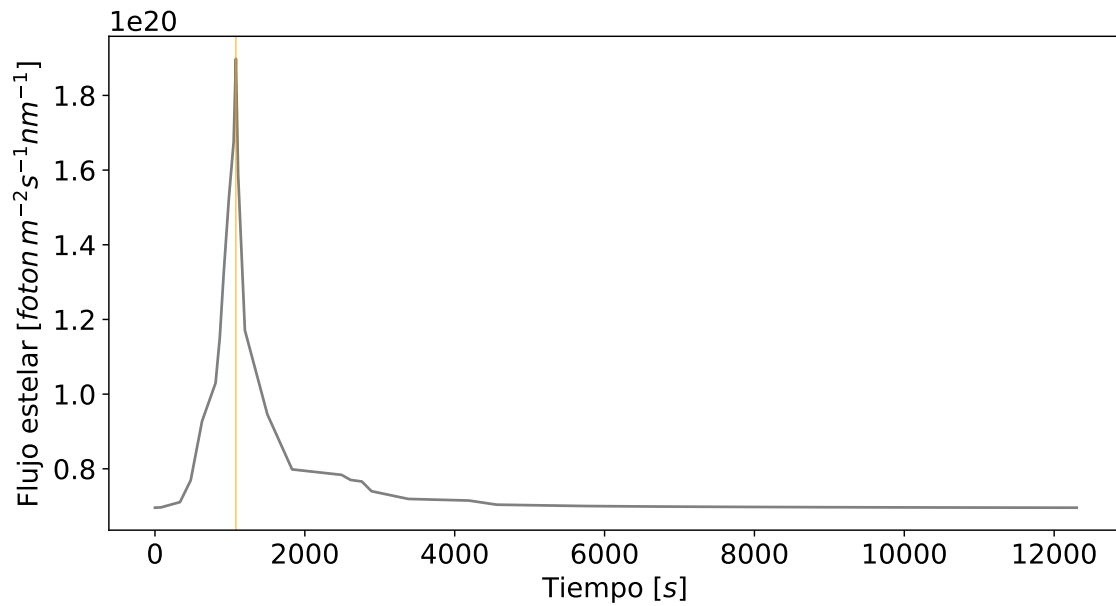


Figura 3.3: Evolución de la curva de luz de AD Leo durante la fulguración usada durante este trabajo. En naranja se marca el máximo de flujo emitido.

De las especies involucradas en el modelo fotoquímico, cabe resaltar las mostradas en la tabla 3.3; en ella se muestran el tipo de frontera inferior que usa el código para su tratamiento (pudiendo ser una velocidad de depósito constante (v_{dep}), razón de mezcla constante, flujo ascendente constante (SGFLUX) o velocidad de depósito constante aunada a un flujo ascendente distribuido verticalmente (SGFLUX + DISTH)). De estas especies, destacamos al metano; tratado por medio de una razón de mezcla constante; esta condición de frontera se seleccionó para que el modelo fuera capaz de reproducir los niveles de metano en la atmósfera terrestre moderna (Segura et al., 2005), de forma similar al resto de las especies, cuyo tratamiento fue seleccionado con la intención de reproducir la atmósfera

terrestre moderna bajo el flujo solar actual.

Tabla 3.3: Lista de las principales especies del modelo fotoquímico, con el tipo de frontera utilizado para su manejo y los valores de estas fronteras ingresados al código.

Especie	Tipo de frontera inferior	Condición de frontera inferior
H ₂	v _{dep}	$2.40 \times 10^{-04} \text{cm s}^{-1}$
	flujo fijo (SGFLUX)	$1.000 \times 10^{10} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$
	flujo fijo (DISTH)	$10.0 \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$
O ₂	razón de mezcla constante	1.0×10^{-8}
O ₃	v _{dep}	$7.00 \times 10^{-02} \text{cm s}^{-1}$
CO ₂	razón de mezcla constante	30 %, 10 %, 3 %, 1 %
CH ₄	razón de mezcla constante	3.50×10^{-03}

La distribución de compuestos en la atmósfera es preparada previamente con cuatro proporciones de CO₂: 1 %, 3 %, 10 % y 30 % del contenido total de la atmósfera y asegurando que cada una de estas atmósferas iniciales se encuentra en equilibrio químico bajo el flujo estelar basal de AD Leo.

Capítulo 4

Resultados de la simulación

En total, se corrió cuatro veces el programa, con distribuciones iniciales con CO_2 atmosférico de 1 %, 3 %, 10 % y 30 %, respectivamente. Durante cada una de estas corridas se permitió la atmósfera inicial llegase a equilibrio; después la fulguración expuso la atmósfera a 30 flujos estelares distintos, durante lo cual se controló el tiempo de corte del código para que correspondiera con la duración del segmento de la fulguración; finalmente se permitió que el código corriera libremente usando el flujo basal de AD Leo una última vez hasta volver a alcanzar el equilibrio.

Se presentan dos parámetros importantes para caracterizar los efectos de la fulguración en la atmósfera del planeta, las profundidades de la columna de O_2 y de O_3 , que como se explicó en la §2.4.3 son la posible bioseñal de la cual queremos esclarecer el falso

positivo. La profundidad de columna se presenta para ambas moléculas de oxígeno (O_x), mediante el parámetro:

$$(4.0.1) \quad \text{Cambio fraccional de la profundidad de la columna de } O_x = \frac{O_x - O_{x, \text{inicial}}}{O_{x, \text{inicial}}}$$

En el caso de la fig. 4.1 se presenta la evolución de este parámetro para el oxígeno molecular (O_2). Mientras que la fig. 4.2 reporta la evolución de este mismo parámetro pero para el ozono (O_3).

Además, se presenta la evolución de la densidad numérica para el ozono (O_3) (fig. 4.3 y 4.4) e hidroxil (OH) (fig. 4.5 y 4.6) a lo largo de la atmósfera. Y junto con esto, el cambio en la razón de mezcla del metano (CH_4) (fig. 4.7 y 4.8) y del agua (H_2O) (fig. 4.9 y 4.10).

4.1. Evolución de la profundidad de la columna de dioxígeno (O_2).

En la fig. 4.1 se presenta el cambio fraccional de la profundidad de la columna (CFPC) de O_2 como función del tiempo desde que empieza la fulguración hasta que la atmósfera regresa al estado de equilibrio. Además, en la tabla 4.1 se muestra el máximo CFPC de O_2 (columna 5), acompañado del cuándo (columna 2) y por cuánto tiempo duró

Tabla 4.1: Máximos en la evolución de la profundidad de la columna de dióxígeno. Se muestran los máximos locales del CFPC junto con su duración, además de la profundidad de columna inicial y la profundidad de columna en ese momento.

% de CO ₂ en la atmósfera	Tiempo [s]	Profundidad de columna inicial [cm ⁻²]	Profundidad de columna [cm ⁻²]	CFPC	Duración [s]
30	3.0×10^9	2.25×10^{19}	5.35×10^{20}	22.825	5.0×10^{10}
10	2.5×10^{10}	1.59×10^{18}	4.54×10^{20}	284.791	5.0×10^{10}
3	1.5×10^{10}	5.47×10^{17}	3.39×10^{20}	619.703	3.0×10^{10}
1	2.5×10^{10}	2.78×10^{17}	2.40×10^{20}	859.296	5.0×10^{10}

el máximo (columna 6), así como la profundidad de columna inicial (columna 3) y la profundidad de columna (columna 4) en ese momento.

Durante el periodo en que ocurrió la fulguración podemos observar en la fig. 4.1 que la atmósfera con mayor concentración atmosférica es la menos afectada por el cambio en el flujo, con el mayor CFPC dándose en la menor concentración de CO₂ atmosférico. Como esperábamos, el aumento en el flujo estelar incidente causa una acumulación en la cantidad de O₂ en la atmósfera del planeta producto de un mayor número de eventos de fotólisis. Como se puede ver en la figura 4.1, le toma a la atmósfera alrededor de 10¹¹ segundos (\approx 3000 años) antes de volver al estado de equilibrio; la atmósfera con menor concentración de CO₂ presentando una disminución en el CFPC primero que las concentraciones mayores.

Al comparar la cantidad de oxígeno molecular acumulado en la atmósfera en nuestras distintas simulaciones ($\sim 10^{20}$) con las obtenidas por Domagal-Goldman et al.

(2014) (ver tabla 4.3), los efectos de la fulguración en la atmósfera caen entre los efectos de σ Boötis (F2V) y el Sol (G2V). A falta de una simulación similar a la realizada por los autores para obtener un espectro de transmisión teórico para la atmósfera resultado de nuestras simulaciones, esta comparación tiene que ser superficial, fijándose únicamente en la acumulación de dióxigeno durante los máximos del CFCP. AL hacer esta comparación y de acuerdo con Domagal-Goldman et al. (2014), para realizar una detección con una misión de resolución espectral $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = 75$ (ver tabla 4.4) la cantidad de oxígeno producido por σ Boötis requeriría una razón señal-ruido de 380 y 2800 para la cantidad producida por el Sol. Por lo que la detección del O_2 acumulado durante nuestra simulación requeriría una misión con una razón señal-ruido entre 380 y 2800.

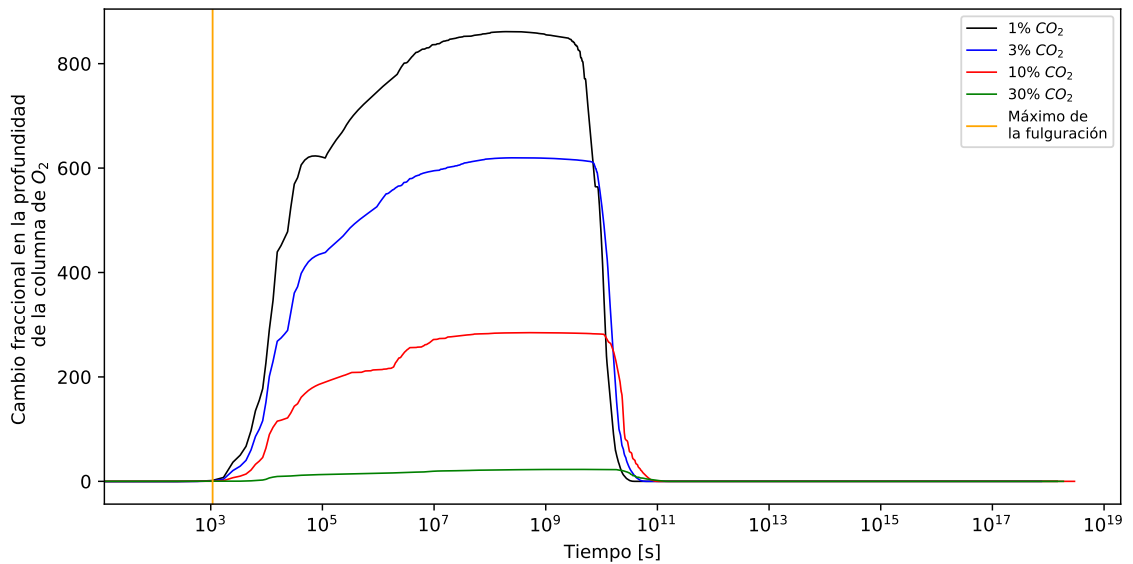


Figura 4.1: Evolución de la profundidad de la columna de O_2 a lo largo de la fulguración y durante la recuperación de la atmósfera para las distintas concentraciones de CO_2 en la atmósfera. En naranja se marca el máximo de flujo estelar de la fulguración y en otros colores las evoluciones con distintas concentraciones de CO_2 atmosférico.

4.2. Evolución de la profundidad de la columna de ozono

(O₃).

Durante el periodo en que ocurrió la fulguración podemos observar en la fig. 4.2 que la atmósfera con mayor concentración atmosférica es la menos afectada por el cambio en el flujo, con el mayor CFPC de O₃ sucediendo en la menor concentración inicial de CO₂.

El aumento del flujo estelar durante la fulguración causa, al igual que en el caso del oxígeno, una acumulación de ozono en la atmósfera. Esta acumulación y su evolución por medio del CFPC se puede apreciar en la fig. 4.2. En la tabla 4.2 se muestra el máximo cambio de la profundidad de columna del O₃ (columna 5), acompañado del cuándo (columna 2) y por cuánto tiempo duró el máximo (columna 6), así como la profundidad de columna inicial (columna 3) y la profundidad de columna (columna 4) en ese momento.

A la atmósfera le toma alrededor de 10^{11} s (≈ 3000 años) en volver a los mismos niveles de ozono que antes de la fulguración, como se puede ver en la figura 4.2. Esto con la simulación con 10 % de CO₂ presentando la mayor acumulación de ozono y siendo la simulación con 30 % de CO₂ la menos susceptible al aumento de flujo estelar. La acumulación de ozono llega en todos los casos a un máximo en la profundidad de columna del orden de 10^{14} cm⁻².

Al comparar la cantidad de ozono acumulado en la atmósfera en nuestras distintas

Tabla 4.2: Máximos en la evolución de la profundidad de la columna de ozono. Se muestran los máximos locales del CFPC junto con su duración, además de la profundidad de columna inicial y la profundidad de columna en ese momento.

% de CO ₂ en la atmósfera	Tiempo [s]	Profundidad de columna inicial [cm ⁻²]	Profundidad de columna [cm ⁻²]	CFPC	Duración [s]
30	2.1 × 10 ⁴	1.73 × 10 ¹³	2.84 × 10 ¹⁴	15.399	4.43 hr
	4.8 × 10 ⁴	1.73 × 10 ¹³	2.58 × 10 ¹⁴	13.900	8.054 hr
	1.1 × 10 ⁵	1.73 × 10 ¹³	7.38 × 10 ¹⁴	41.539	1.011 hr
	1.2 × 10 ⁹	1.73 × 10 ¹³	5.99 × 10 ¹⁴	33.511	196.3 años
	3.4 × 10 ¹⁰	1.73 × 10 ¹³	5.90 × 10 ¹⁴	33.023	2206 años
10	1.8 × 10 ⁴	7.91 × 10 ¹¹	2.68 × 10 ¹⁴	337.504	7.61 hr
	1.1 × 10 ⁵	7.91 × 10 ¹¹	7.34 × 10 ¹⁴	927.230	2.68 hr
	2.3 × 10 ⁶	7.91 × 10 ¹¹	4.33 × 10 ¹⁴	546.525	18.24 días
	2.2 × 10 ¹⁰	7.91 × 10 ¹¹	4.21 × 10 ¹⁴	531.705	145 años
3	1.5 × 10 ⁴	5.59 × 10 ¹¹	1.88 × 10 ¹⁴	334.569	6.36 hr
	4.8 × 10 ⁴	5.59 × 10 ¹¹	4.59 × 10 ¹⁴	820.563	3.33 hr
	9.6 × 10 ⁵	5.59 × 10 ¹¹	1.72 × 10 ¹⁴	306.041	93.77 días
	1.4 × 10 ¹⁰	5.59 × 10 ¹¹	2.47 × 10 ¹⁴	440.217	665.7 años
1	1.3 × 10 ⁴	4.06 × 10 ¹¹	1.33 × 10 ¹⁴	326.945	6.61 hr
	1.1 × 10 ⁵	4.06 × 10 ¹¹	2.51 × 10 ¹⁴	618.252	2.55 hr
	1.1 × 10 ⁶	4.06 × 10 ¹¹	6.19 × 10 ¹³	151.559	141.8 días
	9.4 × 10 ⁸	4.06 × 10 ¹¹	6.17 × 10 ¹³	151.227	14.83 años
	9.0 × 10 ⁹	4.06 × 10 ¹¹	1.46 × 10 ¹⁴	357.688	476.9 años

simulaciones ($\sim 10^{14}$) con las obtenidas por Domagal-Goldman et al. (2014) (ver tabla 4.3), los efectos de la fulguración en la atmósfera son aún menores que los efectos de e Eridani (K2V). Esto implica, según estos mismos autores, que la detectabilidad de la cantidad de ozono producido por la fulguración requeriría cuando mucho una razón señal-ruido de 64 para $0.25 \mu\text{m}$ y 2100 para $9.6 \mu\text{m}$ para una misión con resolución espectral $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = 75$ (Domagal-Goldman et al., 2014) (ver tabla 4.4).

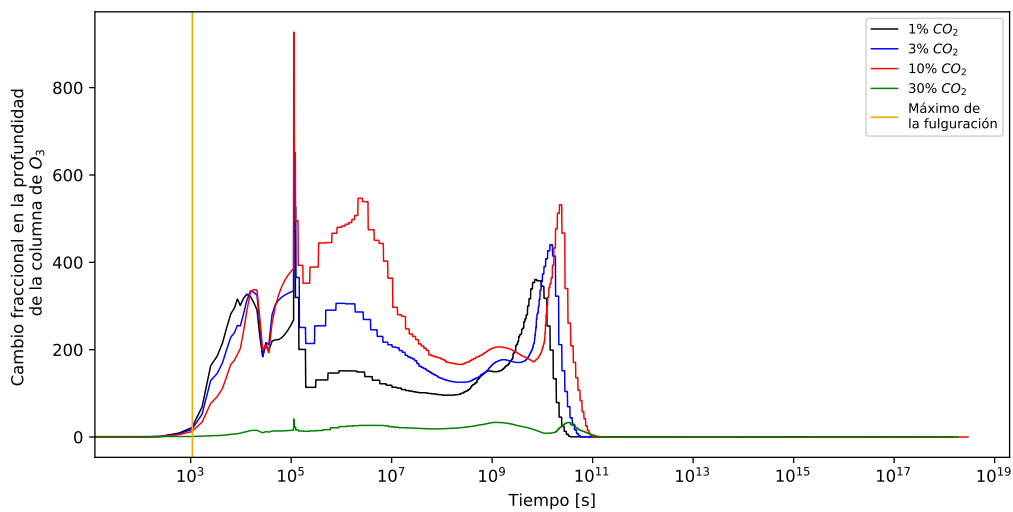


Figura 4.2: Evolución de la profundidad de la columna de O_3 a lo largo de la fulguración y durante la recuperación de la atmósfera. En naranja se marca el máximo de la fulguración y en otros colores las evoluciones con distintas concentraciones de CO_2 atmosférico.

Tabla 4.3: Profundidad de columna de ozono y oxígeno para atmósferas simuladas. Tabla reproducida de Domagal-Goldman et al. (2014)

Planeta	Estrella	Razón de mezcla del CO ₂ [ppm]	Razón de mezcla del CH ₄ [ppm]	Profundidad de columna de O ₃ [cm^{-2}]	Profundidad de columna de O ₂ [cm^{-2}]
Tierra actual	Sol (G2V)	335	1.79	8.6×10^{18}	4.6×10^{24}
Tierra abiótica	σ Boötis (F2V)	500000	3.6×10^{-4}	1.3×10^{18}	1.7×10^{21}
Tierra abiótica	Sol (G2V)	500000	2.0×10^{-3}	4.5×10^{15}	9.9×10^{19}
Tierra abiótica	ϵ Eridani (K2V)	500000	1.0×10^{-2}	1.0×10^{15}	3.4×10^{19}
Tierra abiótica	AD Leo (M3.5V)	500000	9.4×10^{-3}	8.8×10^{15}	7.4×10^{19}
Tierra abiótica	GJ 876 (M4V)	500000	8.5×10^{-2}	1.8×10^{15}	2.7×10^{19}

Tabla 4.4: Razón señal-ruido requerida para detectar características de absorción con un nivel de confianza 3σ para una misión con resolución espectral $\lambda/\Delta\lambda = 75$. Tabla reproducida de Domagal-Goldman et al. (2014)

Estrella	0.25 μ m O ₃	0.25 μ m O ₂	0.25 μ m CH ₄	0.25 μ m CO	0.25 μ m CH ₄	0.25 μ m CO	0.25 μ m O ₃
σ Boötis	3	380	570	8.6	1300	3.6	15
Sol	16	2800	430	28	580	11	3000
ϵ Eridani	64	1600	95	44	120	21	2100
AD Leo	7.5	620	100	27	120	13	1000
GJ 876	38	6600	17	33	25	24	2700

4.3. Cambios en la densidad numérica de O₃.

En las figuras 4.3 y 4.4 se aprecia la evolución de la densidad numérica del ozono como función de la altitud. Ambas figuras se dividen en dos subfiguras, cada una con tres subpaneles; las subfiguras corresponden a las distintas concentraciones de CO₂ atmosférico, mientras que la división en subpaneles corresponde a dos fases de una fulguración (impulsiva y de decaimiento); con la fase impulsiva, dividida en antes y después del máximo de la fulguración, representada en los paneles superior y medio, mientras que la fase impulsiva se representa en el panel inferior. Cada una de las curvas representa un instante de tiempo distinto, conforme se especifica en la leyenda. En todos los paneles se resalta en rojo y con la etiqueta “0.0 s” el estado de equilibrio inicial, mientras que en el panel inferior también se remarca con azul y la etiqueta “ 1.87×10^{18} s” el estado de equilibrio final.

Para las cuatro concentraciones, se puede observar pérdida de ozono por encima de los 80 km durante la primer fase de la fulguración y antes del máximo de esta. Por debajo de los 80 km la mayoría de las simulaciones presentan acumulación de ozono a excepción de nivel del suelo, donde ocurre una disminución en la densidad numérica del ozono. Por otra parte, la simulación con un 40% de CO₂ atmosférico presenta la pérdida de ozono desde una altitud menor, desde los 75 km, con una segunda disminución en la densidad alrededor de los 40 km y con acumulación por debajo de esta altitud y hasta el nivel del suelo, donde también presenta la misma disminución que el resto de las simulaciones. Las cuatro simulaciones presentan un mínimo conforme pasa el tiempo cercano a los 35 km.

Posterior al máximo de la fulguración, las cuatro simulaciones presentan acumulación de ozono a lo largo de toda la atmósfera. La densidad cercana al nivel del suelo presenta prácticamente ningún cambio. Al entrar en la fase de decaimiento de la fulguración las cuatro simulaciones continúan presentando acumulación de ozono por encima de los 40 km, mientras que por debajo de esta altitud presentan pérdida de la molécula. Finalmente, la densidad numérica de ozono vuelve a los mismos valores que antes de la fulguración al finalizar de la simulación.

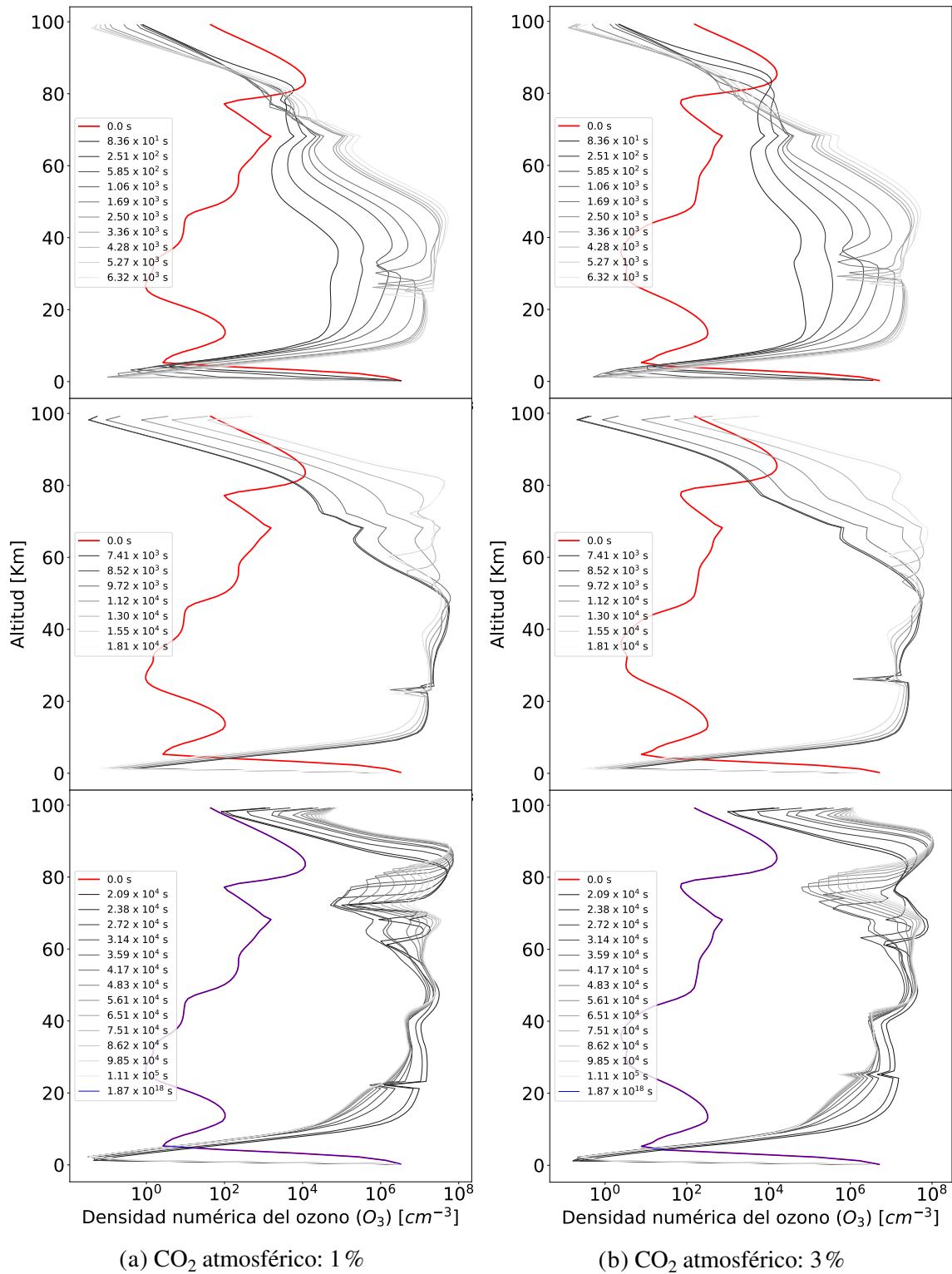


Figura 4.3: Densidad numérica del ozono (O_3) como función de la altitud para una concentración de CO_2 atmosférico de 1 y 3 %. En rojo se marca la densidad numérica del ozono al inicio de la fulguración, mientras que en azul se muestra la densidad numérica cuando la atmósfera regresa al equilibrio.

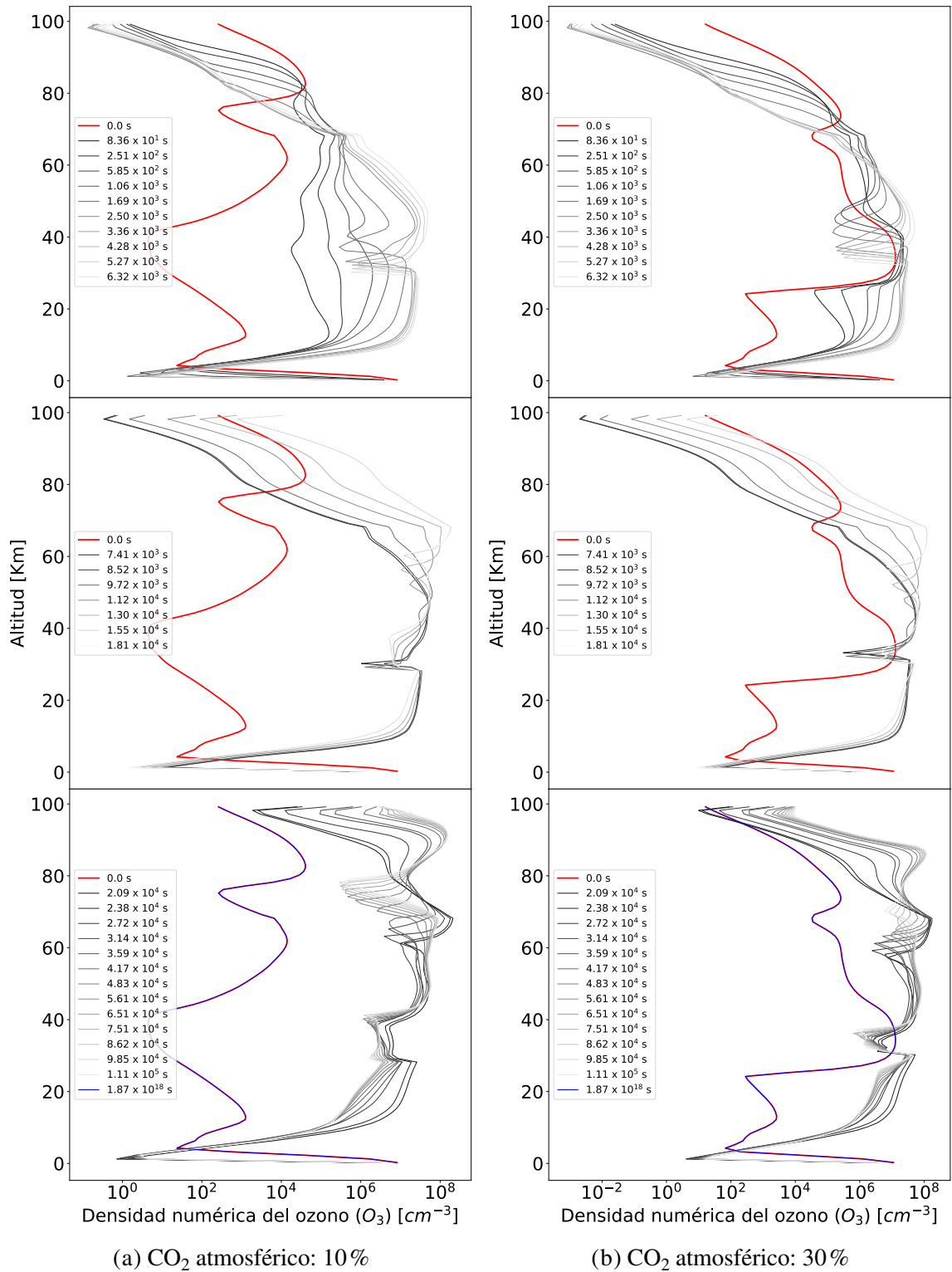


Figura 4.4: Densidad numérica del ozono (O_3) como función de la altitud para una concentración de CO_2 atmosférico de 10 y 30%. En rojo se marca la densidad numérica del ozono al inicio de la fulguración, mientras que en azul se muestra la densidad numérica cuando la atmósfera regresa al equilibrio.

4.4. Cambios en la densidad numérica de hidroxil OH.

Por otro lado, en las figuras 4.5 y 4.6 se aprecia la evolución de la densidad numérica del hidroxil como función de la altitud. Ambas figuras se dividen de igual manera que las figuras 4.3 y 4.4. Cada una de las curvas representa un instante de tiempo distinto, conforme se especifica en la leyenda. En todos los paneles se resalta en rojo y con la etiqueta “0.0 s” el estado de equilibrio inicial, mientras que en el panel inferior también se remarca con azul y la etiqueta “ 1.87×10^{18} s” el estado de equilibrio final.

En este caso podemos observar una acumulación de OH en la atmósfera durante el inicio de la fulguración y hasta el pico de esta. Esta acumulación sucede en general por debajo de los 60 km y por encima de los 80 km. Por encima de esta altitud, ocurre que con concentraciones de 1 % y 3 % de CO₂ hay una acumulación importante de OH; mientras que las concentraciones de 10 % y 30 % la acumulación de OH sucede en menor grado.

Después del máximo de la fulguración, el hidroxil continúa acumulándose por debajo de los 80 km, acumulación que continua aumentando hasta el final de la fulguración. Mientras que por encima de esta altitud se observa pérdida de hidroxil, llegando a un mínimo de $1 \times 10^{-1} \text{ cm}^{-3}$. Finalmente la densidad numérica del hidroxil vuelve a los mismos valores que antes de la fulguración al finalizar la simulación.

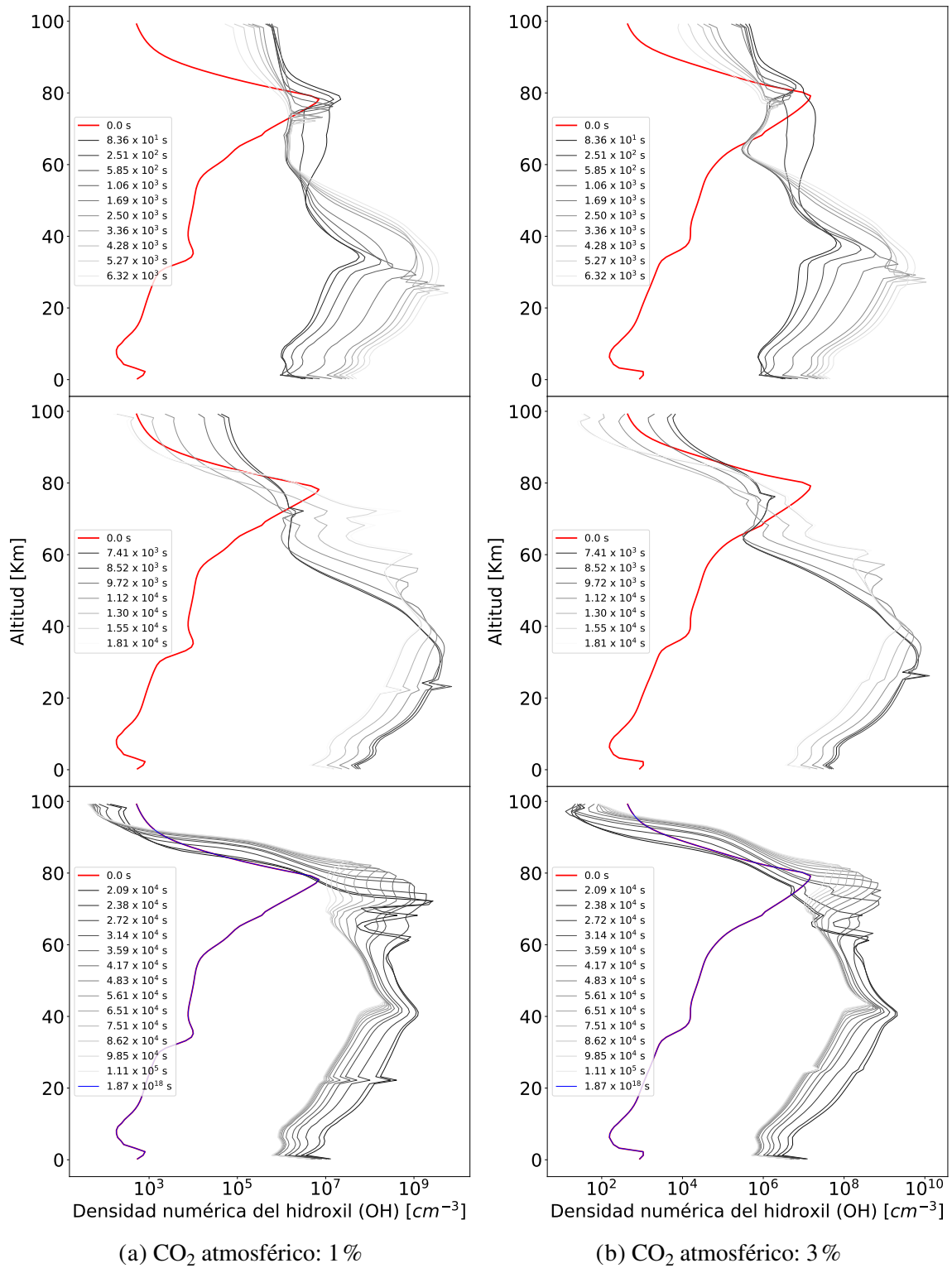


Figura 4.5: Densidad numérica del hidroxil (OH) como función de la altitud para una concentración de CO_2 atmosférico de 1 y 3%. En rojo se marca la densidad numérica del hidroxil al inicio de la fulguración, mientras que en azul se muestra la densidad numérica cuando la atmósfera regresa al equilibrio.

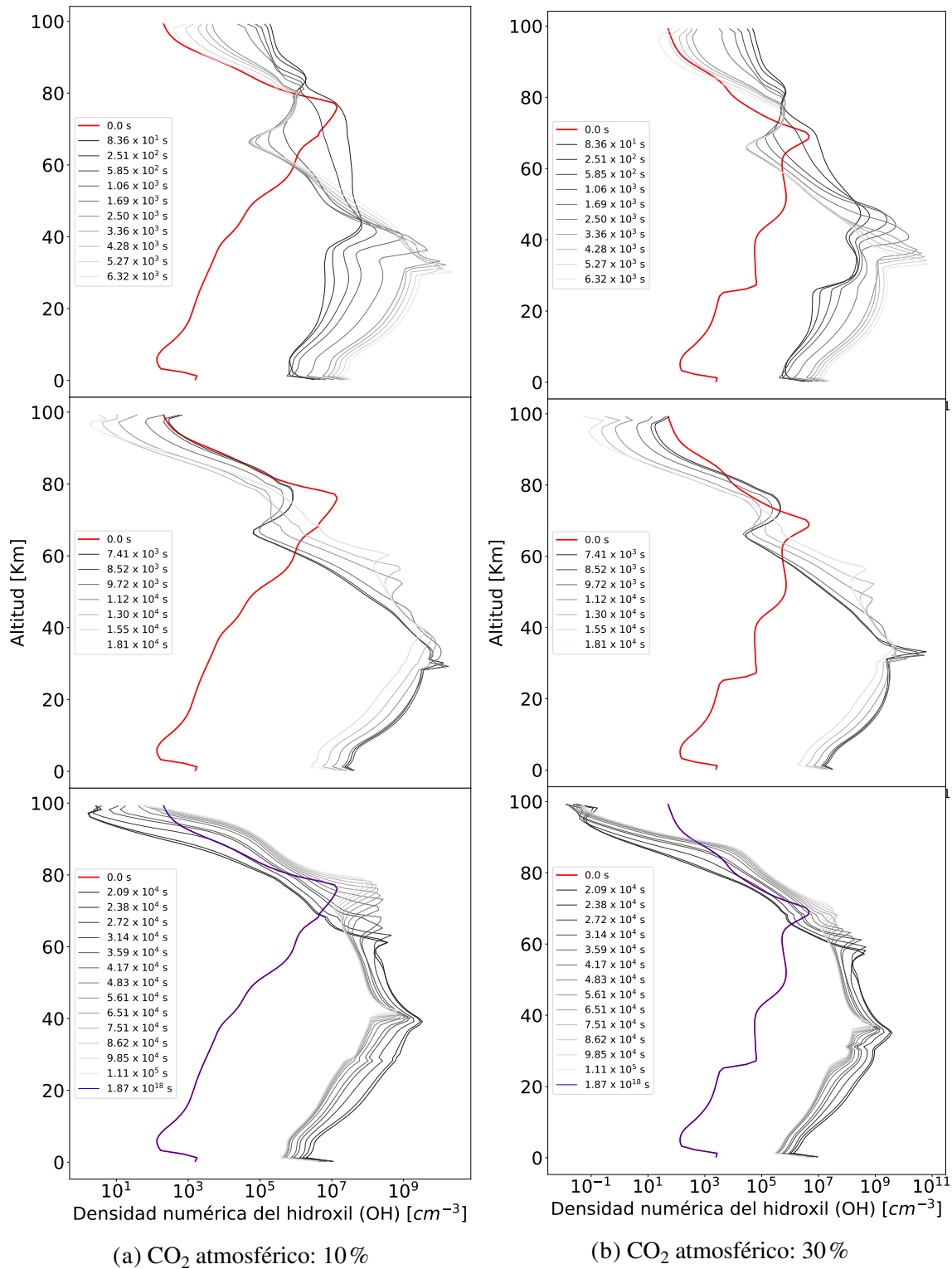


Figura 4.6: Densidad numérica del hidroxil (OH) como función de la altitud para una concentración de CO₂ atmosférico de 10 y 30%. En rojo se marca la densidad numérica del hidroxil al inicio de la fulguración, mientras que en azul se muestra la densidad numérica cuando la atmósfera regresa al equilibrio.

4.5. Cambios en la razón de mezcla de metano (CH₄).

En las figuras 4.7 y 4.8 se aprecia la evolución de la densidad numérica del metano como función de la altitud. Ambas figuras se dividen igual que las figuras 4.3 y 4.4. Cada una de las curvas representa un instante de tiempo distinto, conforme se especifica en la leyenda. En todos los paneles se resalta en rojo y con la etiqueta “0.0 s” el estado de equilibrio inicial, mientras que en el panel inferior también se remarca con azul y la etiqueta “ 1.87×10^{18} s” el estado de equilibrio final.

En el caso del metano, se puede observar una razón de mezcla constante por debajo de los 70 km, independientemente de la concentración atmosférica de CO₂. Por encima de esta altitud, se observa una disminución de la razón de mezcla durante el inicio de la fulguración y hasta el pico de la misma. Después del pico y por el resto de la fase impulsiva de la fulguración la razón de mezcla del metano presenta pocos cambios, deteniendo su disminución pero sin presentar recuperación.

Durante la fase de decaimiento de la fulguración se aprecia un aumento en la razón de mezcla del metano, sin embargo esta no regresa a los valores previos a la fulguración cuando la atmósfera regresa al equilibrio, con la diferencia entre ambos valores acrecentándose a mayor altitud.

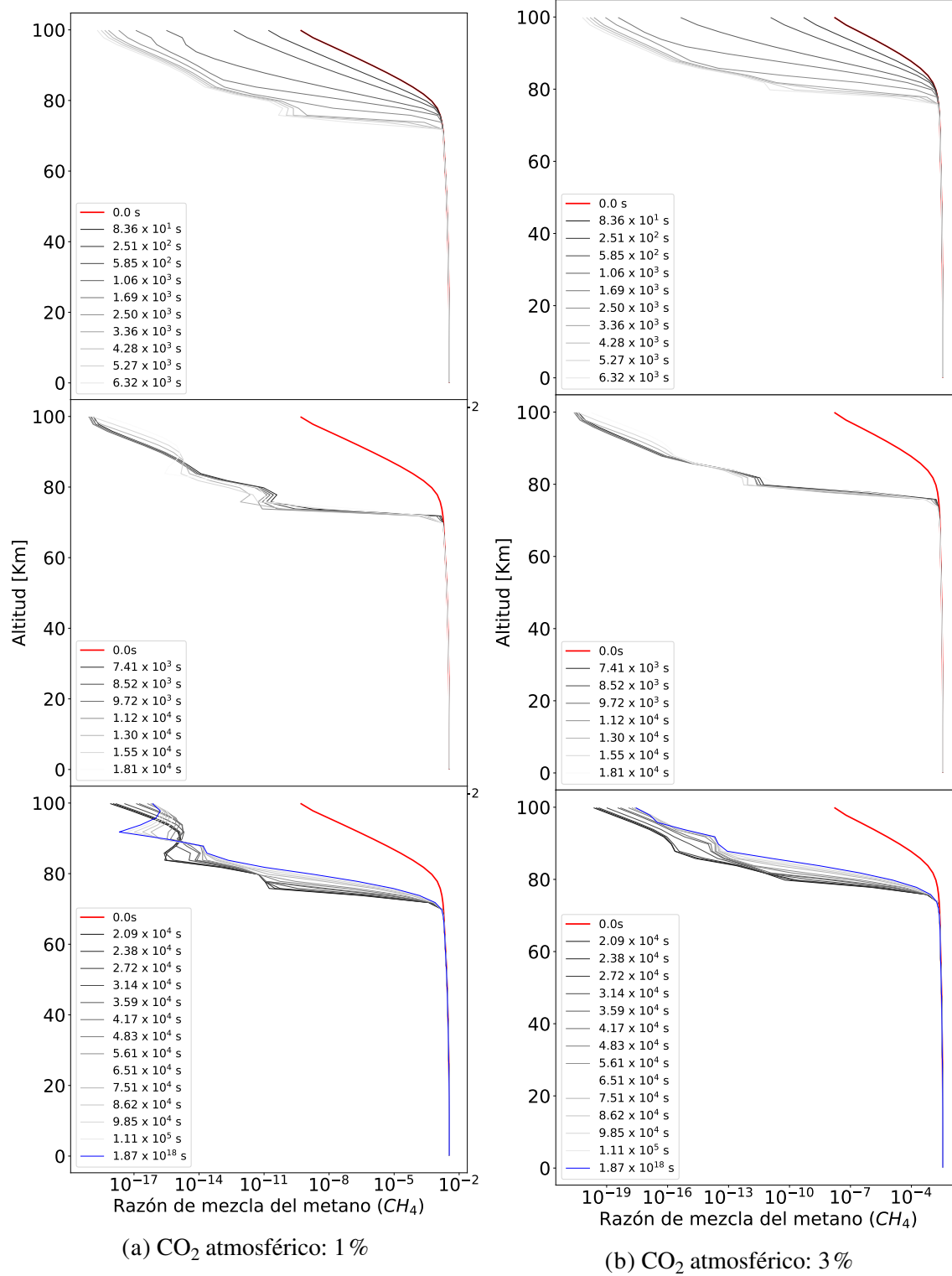


Figura 4.7: Razón de mezcla del metano (CH₄) como función de la altitud para una concentración de CO₂ atmosférico de 1 y 3%. En rojo se marca la razón de mezcla del metano al inicio de la fulguración, mientras que en azul se muestra la razón de mezcla cuando la atmósfera regresa al equilibrio.

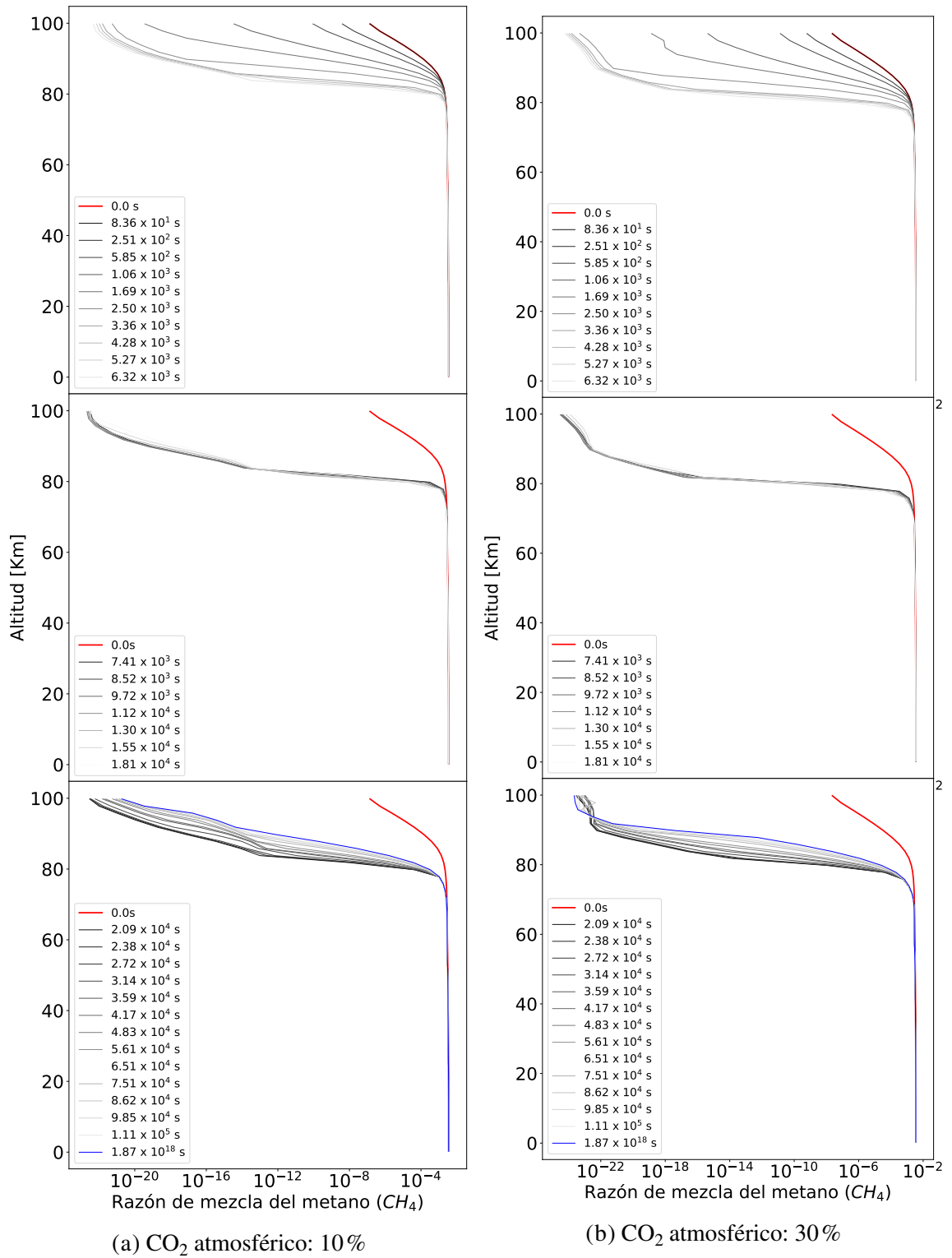


Figura 4.8: Razón de mezcla del metano (CH_4) como función de la altitud para una concentración de CO_2 atmosférico de 10 y 30%. En rojo se marca la razón de mezcla del metano al inicio de la fulguración, mientras que en azul se muestra la razón de mezcla cuando la atmósfera regresa al equilibrio.

4.6. Cambios en la razón de mezcla del H₂O.

Finalmente, en las figuras 4.9 y 4.10 se aprecian los cambios en la razón de mezcla del H₂O como función de la altitud dentro de la atmósfera. Ambas figuras se dividen igual que las figuras 4.3 y 4.4. Cada una de las curvas representa un instante de tiempo distinto, conforme se especifica en la leyenda. En todos los paneles se resalta en rojo y con la etiqueta “0.0 s” el estado de equilibrio inicial, mientras que en el panel inferior también se remarca con azul y la etiqueta “ 1.87×10^{18} s” el estado de equilibrio final.

Desde el inicio de la fase impulsiva y hasta el pico de la fulguración, se observa una disminución en la razón de mezcla del agua por encima de aproximadamente 30 km, con la razón de mezcla del agua constante por debajo de esta altitud. Pasado el pico de la fulguración y hasta el inicio de la fase de decaimiento de la fulguración, se observa una disminución de la razón de mezcla del agua en la atmósfera desde los 30 km, con la cantidad de agua siendo inversamente proporcional a la altitud.

Durante la fase de decaimiento hay una recuperación en el valor de la razón de mezcla del agua, sin embargo no se vuelven a alcanzar los valores previos a la fulguración.

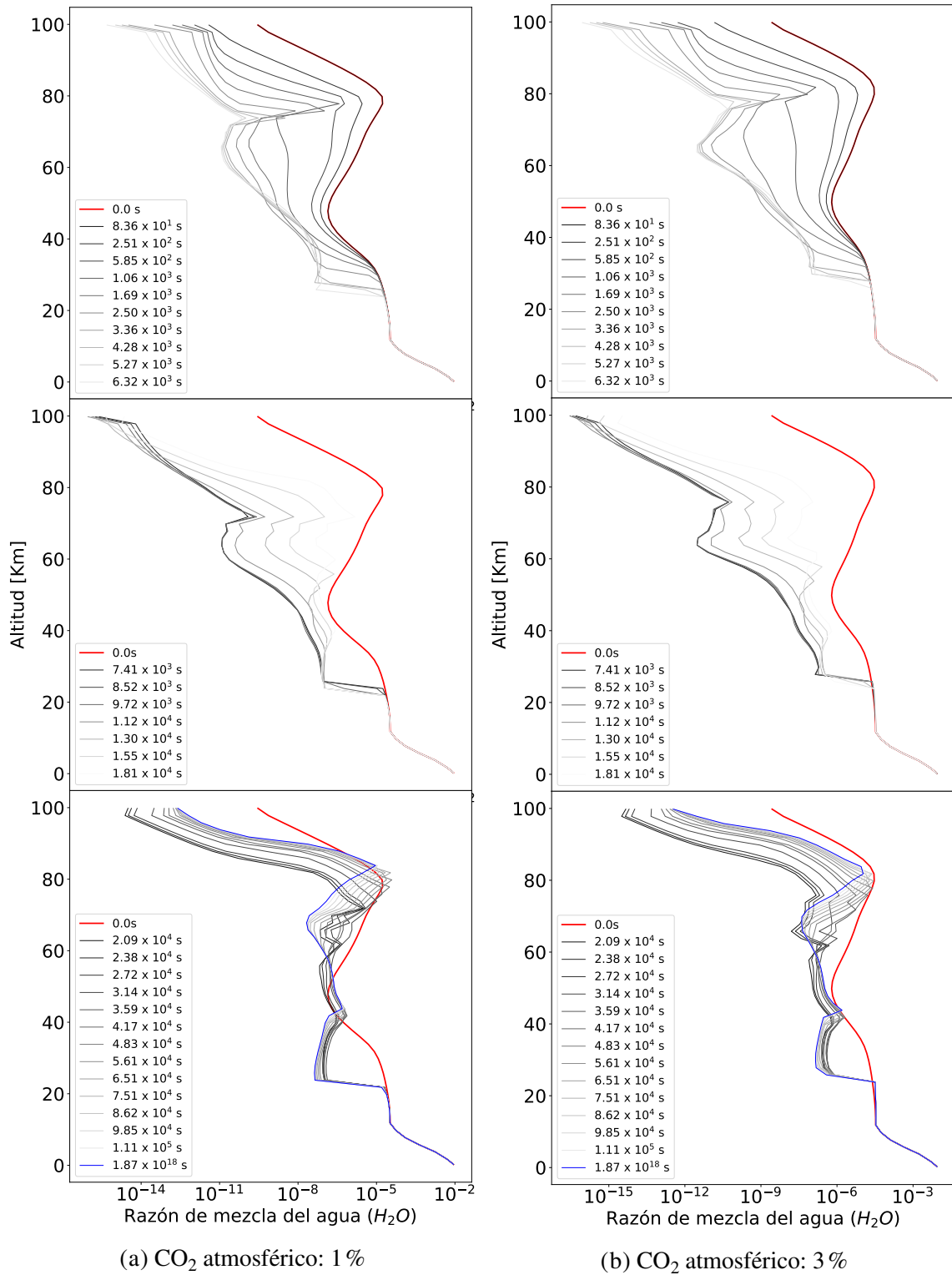


Figura 4.9: Razón de mezcla del agua (H_2O) como función de la altitud para una concentración de CO_2 atmosférico de 1 y 3%. En rojo se marca la razón de mezcla del agua al inicio de la fulguración, mientras que en azul se muestra la razón de mezcla cuando la atmósfera regresa al equilibrio.

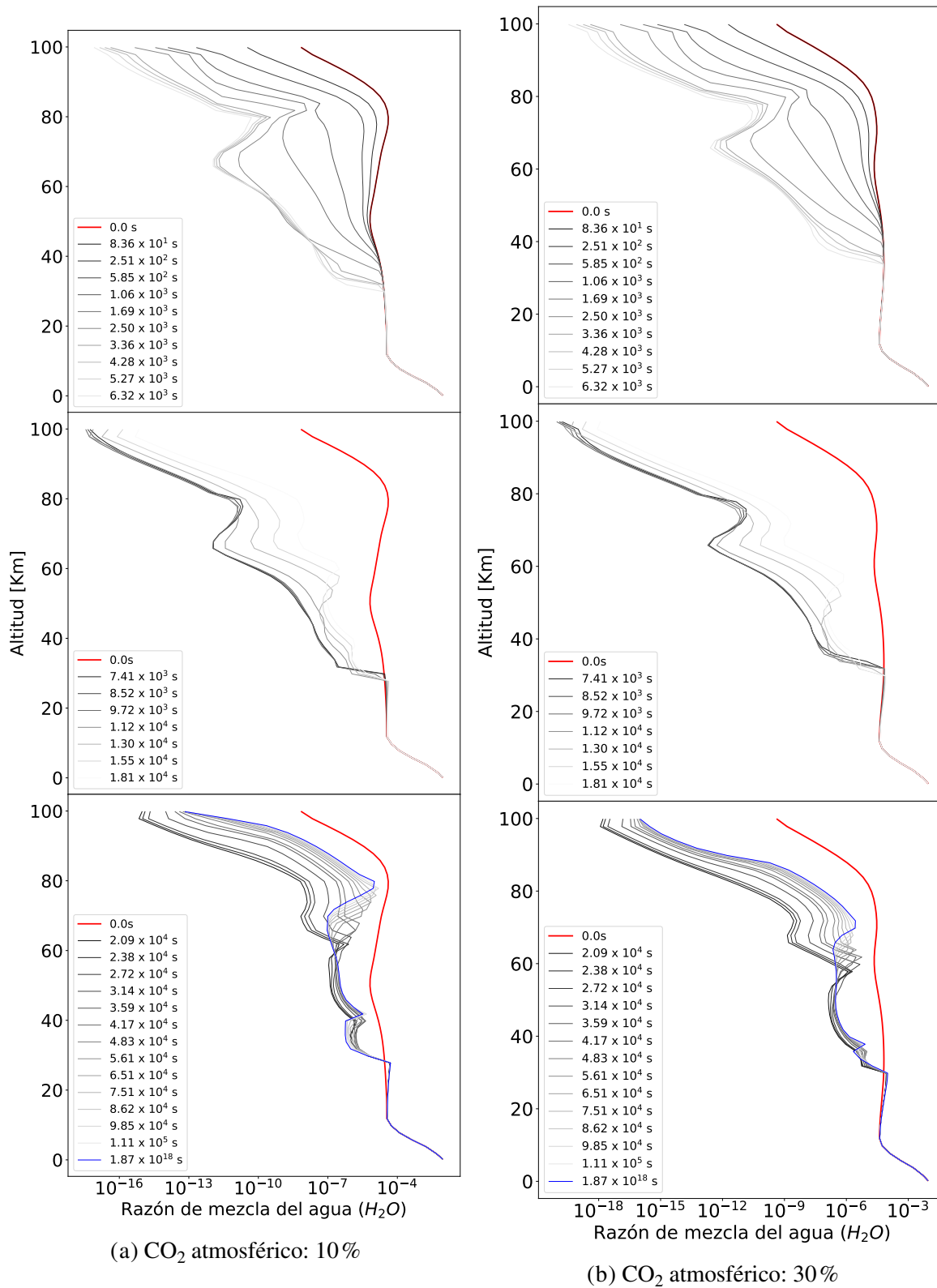


Figura 4.10: Razón de mezcla del agua (H_2O) como función de la altitud para una concentración de CO_2 atmosférico de 10 y 30%. En rojo se marca la razón de mezcla del agua al inicio de la fulguración, mientras que en azul se muestra la razón de mezcla cuando la atmósfera regresa al equilibrio.

Capítulo 5

Conclusiones

Este trabajo tenía el objetivo de falsear a el O_2 y O_3 como posibles bioseñales en nuestra búsqueda de vida fuera del Sistema Solar. Si bien la fulguración causó la acumulación de ozono y dióxígeno en la atmósfera, ambas moléculas presentaron un regreso a los niveles previos a la fulguración en tiempos del orden de 10^{11} s independientemente de la concentración de CO_2 , que si se compara con el tiempo que vive una enana tipo M en la secuencia principal (10^{19} s) pinta un paisaje sombrío para la probabilidad de observar el evento.

En el caso del dióxígeno, la acumulación en la atmósfera llevó a profundidades de columna máximas del orden de 10^{20} cm^{-2} , que implicó un aumento de entre 1 y 3 órdenes, dependiendo de la concentración atmosférica de CO_2 usada durante la simulación. Además,

de la comparación de nuestros resultados con los obtenidos por Domagal-Goldman et al. (2014), podemos ver que la cantidad de dióxígeno acumulado se encuentra en un punto entre la obtenida bajo los efectos de σ Boötis y el Sol, lo que requeriría una razón señal-ruido entre 380 y 2800 para ser detectable con una misión con resolución espectral $\lambda/\Delta\lambda = 75$.

Por su parte, el ozono se acumula hasta alcanzar una profundidad de columna máxima del orden de 10^{14} cm^{-2} , que nuevamente implica un aumento de entre 1 y 3 órdenes, dependiendo de la concentración atmosférica de CO_2 usada durante la simulación. A diferencia del dióxígeno que se acumula de continuamente, el ozono pasa por periodos de pérdida seguidos de nuevas acumulaciones. Por otro lado, la densidad numérica del ozono a lo largo de la atmósfera tiene un comportamiento creciente por debajo de los 80 km, mientras que se observan pérdidas por encima de esta altitud; eventualmente, la densidad numérica del ozono regresa a los mismos valores pre-fulguración. Además, de la hacer nuevamente la comparación de nuestros resultados con los obtenidos por Domagal-Goldman et al. (2014), podemos ver que la cantidad de ozono acumulado se encuentra por debajo de los efectos de ϵ Eridani, lo que requeriría una razón señal-ruido de 64 para 0.25nm y 2100 para 9.6 nm para ser detectable con una misión con resolución espectral $\lambda/\Delta\lambda = 75$.

El hidroxil a su vez presenta acumulación a lo largo de la atmósfera, con su densidad numérica aumentando durante la fulguración. El hidroxil también regresa a los niveles previos a la fulguración cuando la atmósfera vuelve a alcanzar el equilibrio.

Por otro lado, el metano dentro de la atmósfera resulta poco responsivo al aumento en la luminosidad estelar durante la fulguración. Aunque la mayor respuesta del metano sucede por encima de los 70 km, donde es mas susceptible a la radiación incidente y por lo tanto a ser fotolizado. Cabe destacar que el metano no regresa a los niveles previos a la fulguración por encima de los 70 km cuando la atmósfera regresa al equilibrio.

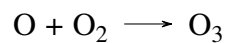
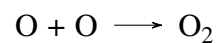
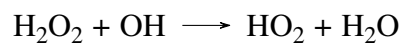
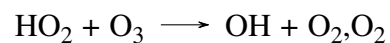
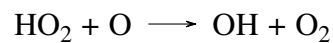
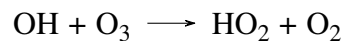
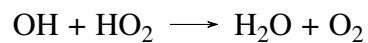
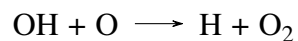
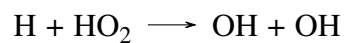
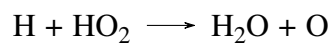
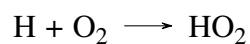
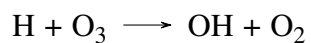
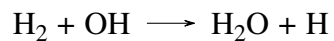
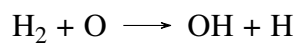
En contraste, la razón de mezcla del agua decrece en las cuatro simulaciones, por encima de los 30 km se observa la disminución; mientras que por debajo de esta altitud, los valores de la razón de mezcla permanecen constantes.

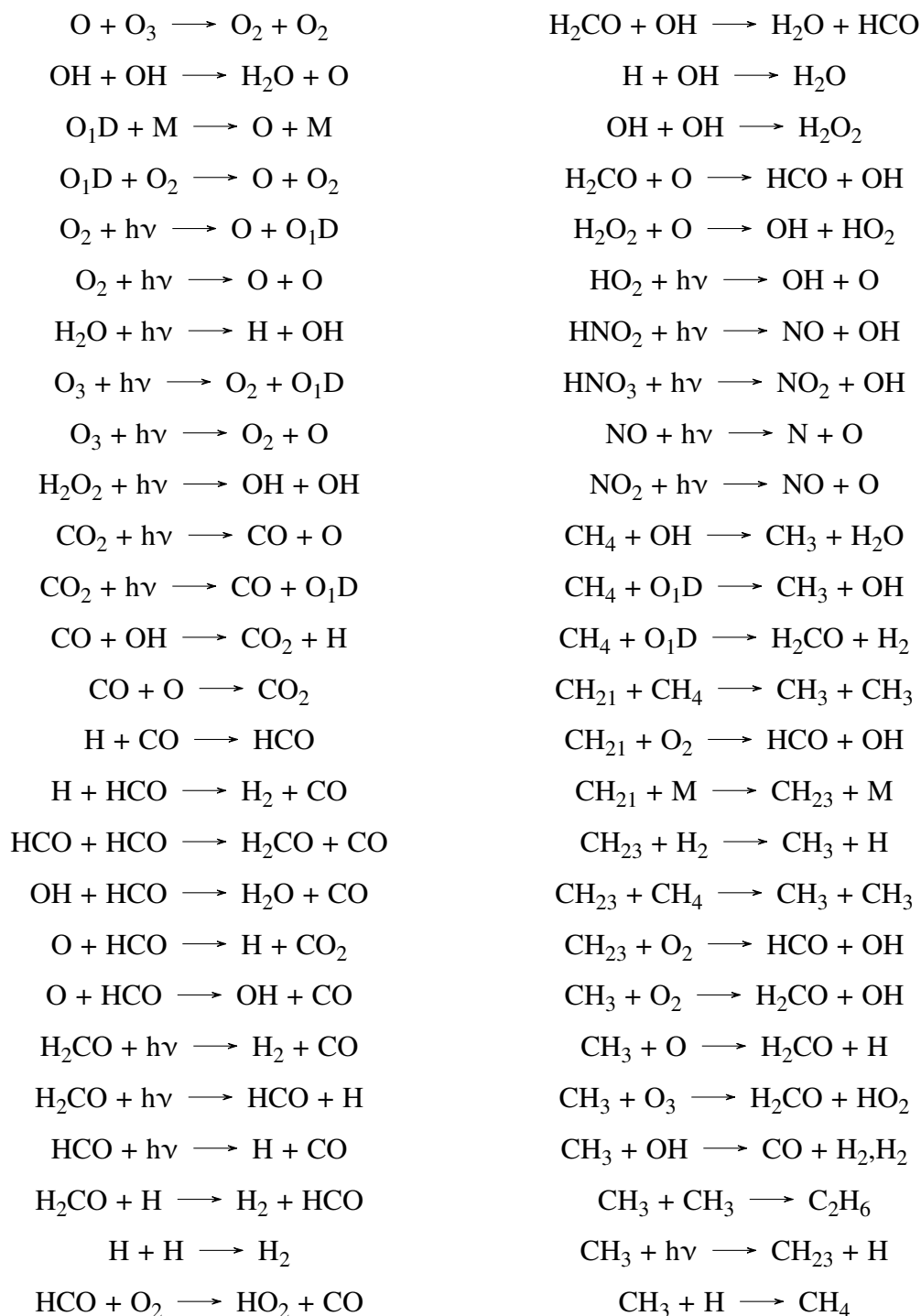
Finalmente, dada la alta actividad magnética de las enanas M y el elevado número de fulguraciones que esta significa, es necesario continuar el estudio de este caso para ver el efecto que repetidas fulguraciones tendrán en la acumulación de O_2 y O_3 atmosféricos conforme pasa el tiempo y estudiar los efectos que esto tendrá en el espectro de transmisión del planeta, solo así se podría descartar inequívocamente un falso positivo producido de esta manera.

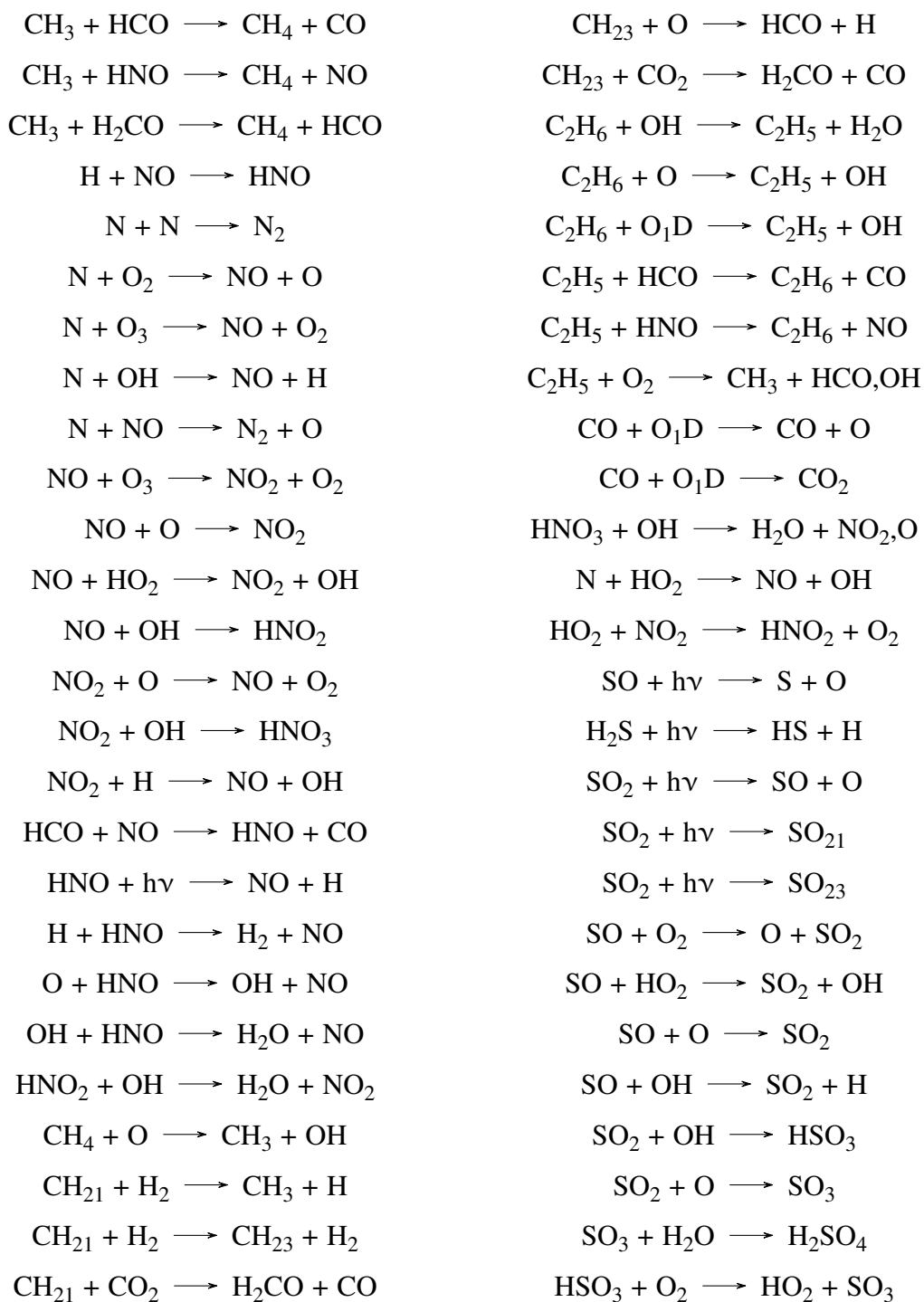
Apéndice A

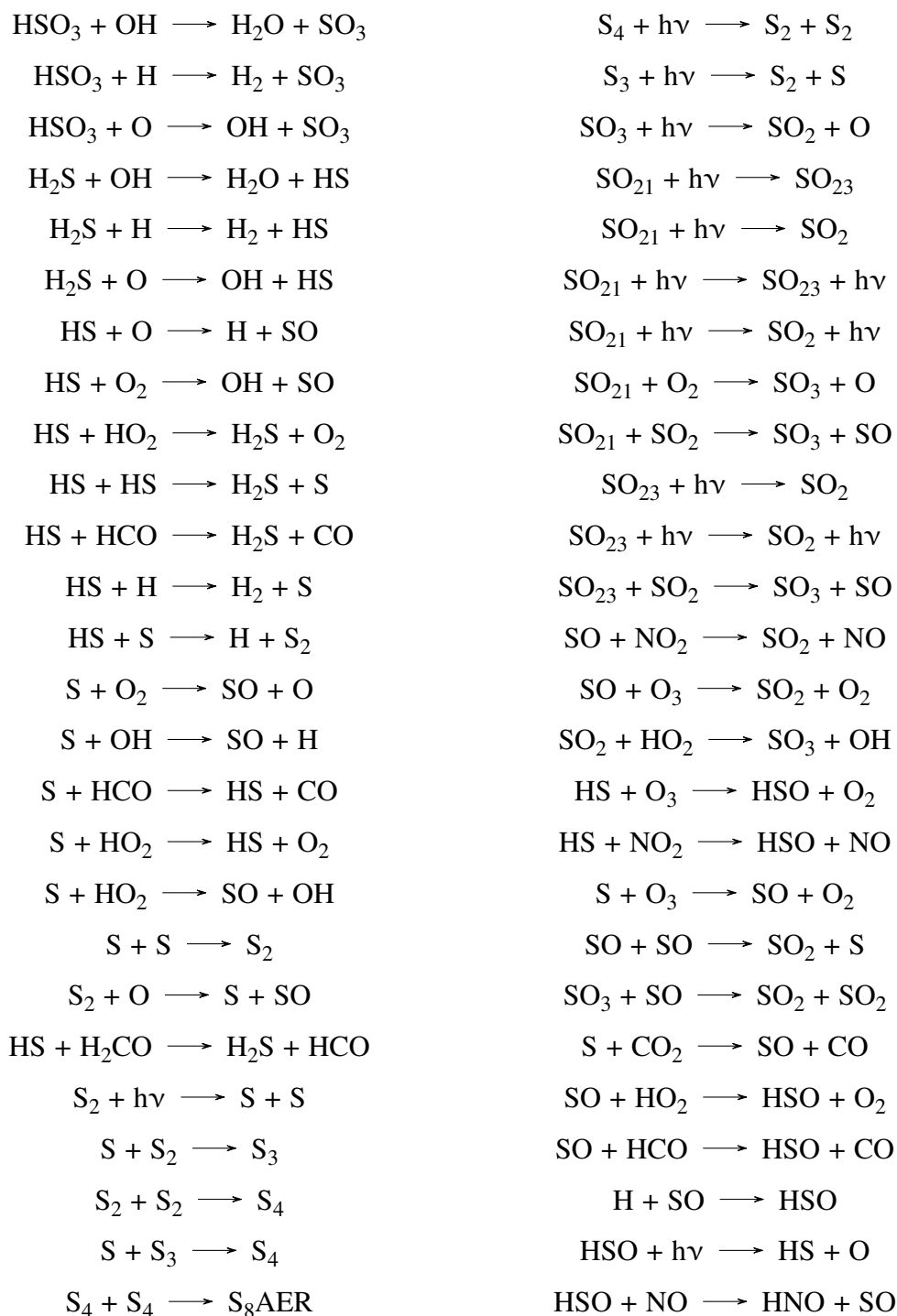
Reacciones químicas del modelo

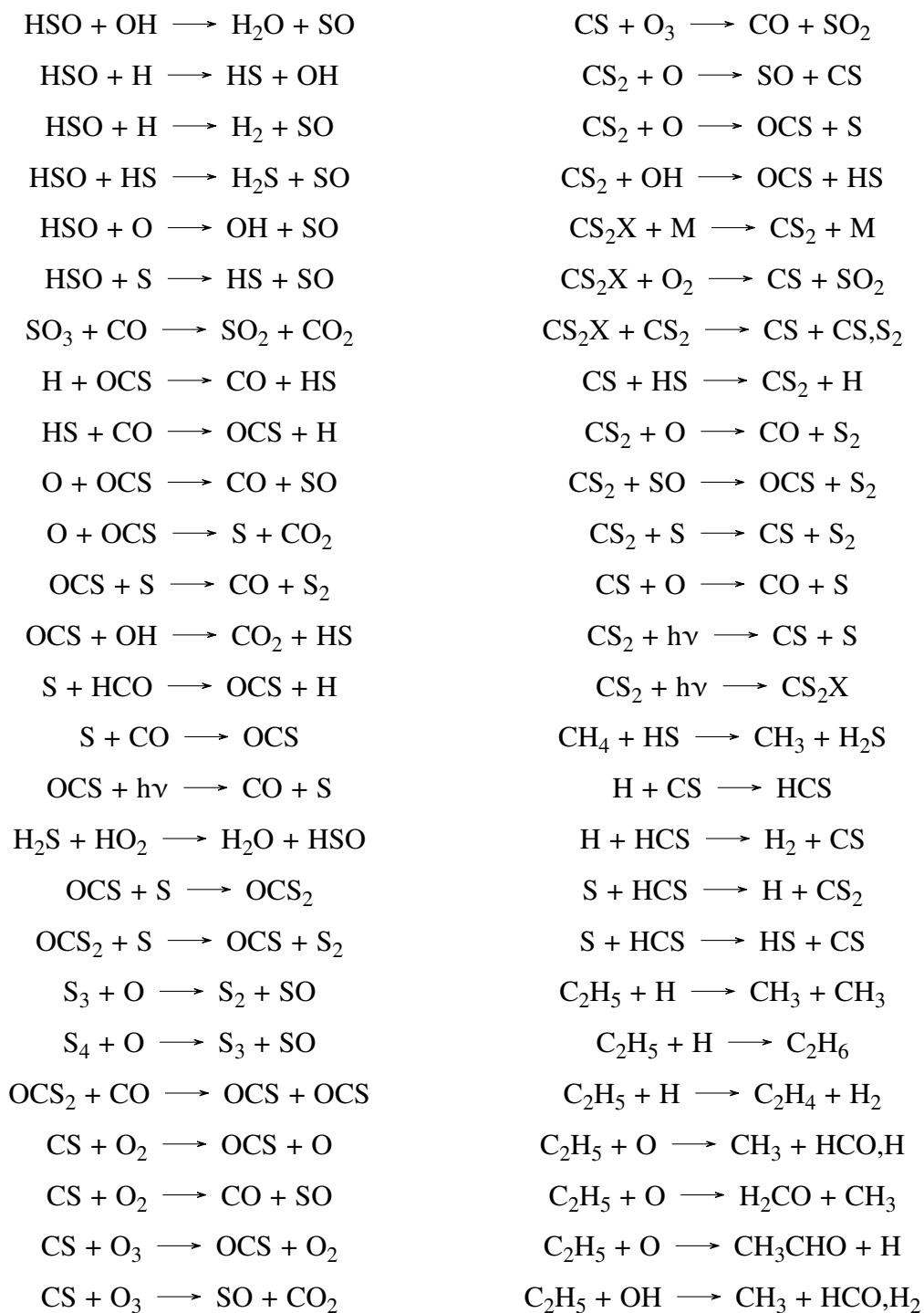
fotoquímico

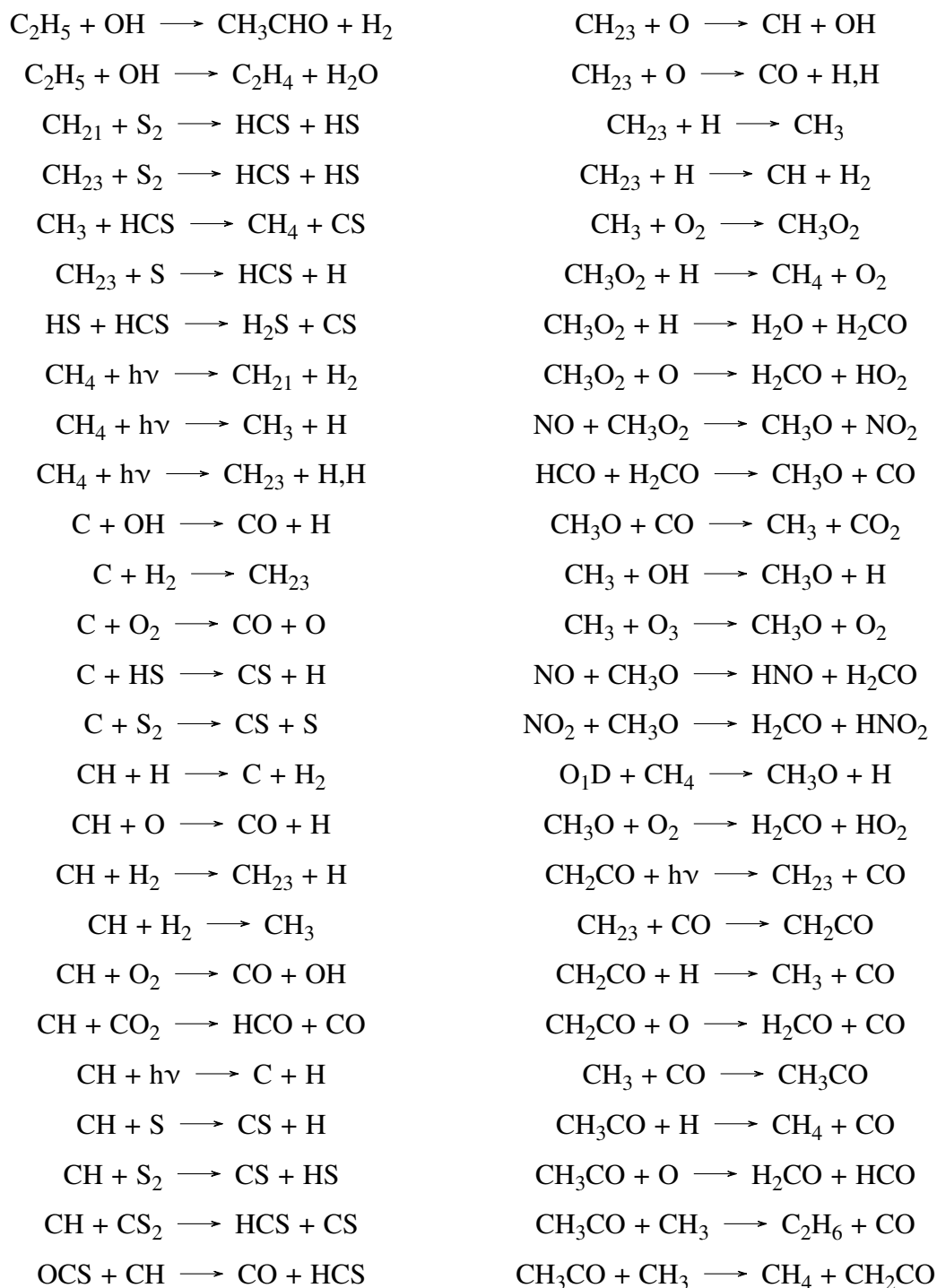


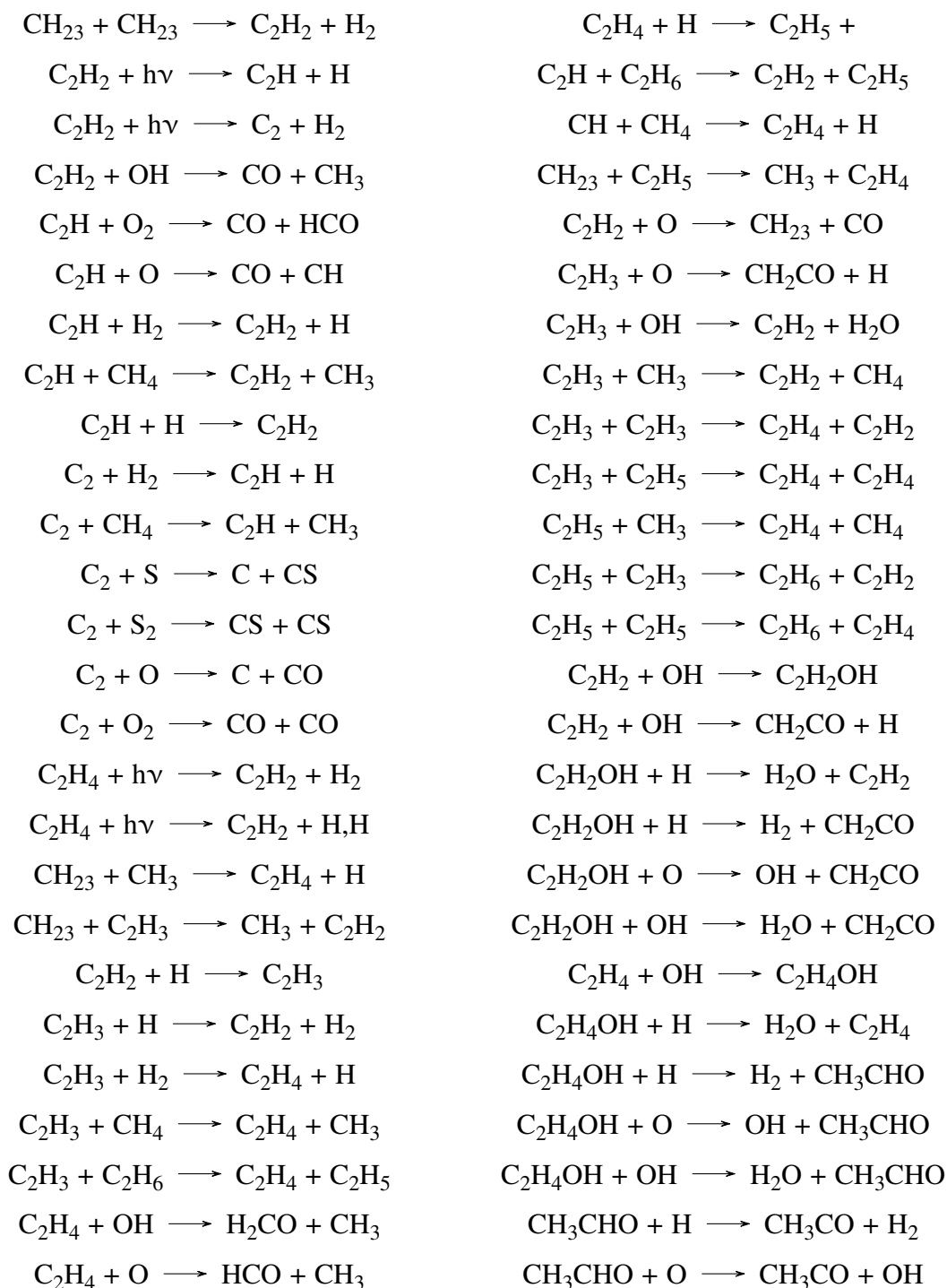


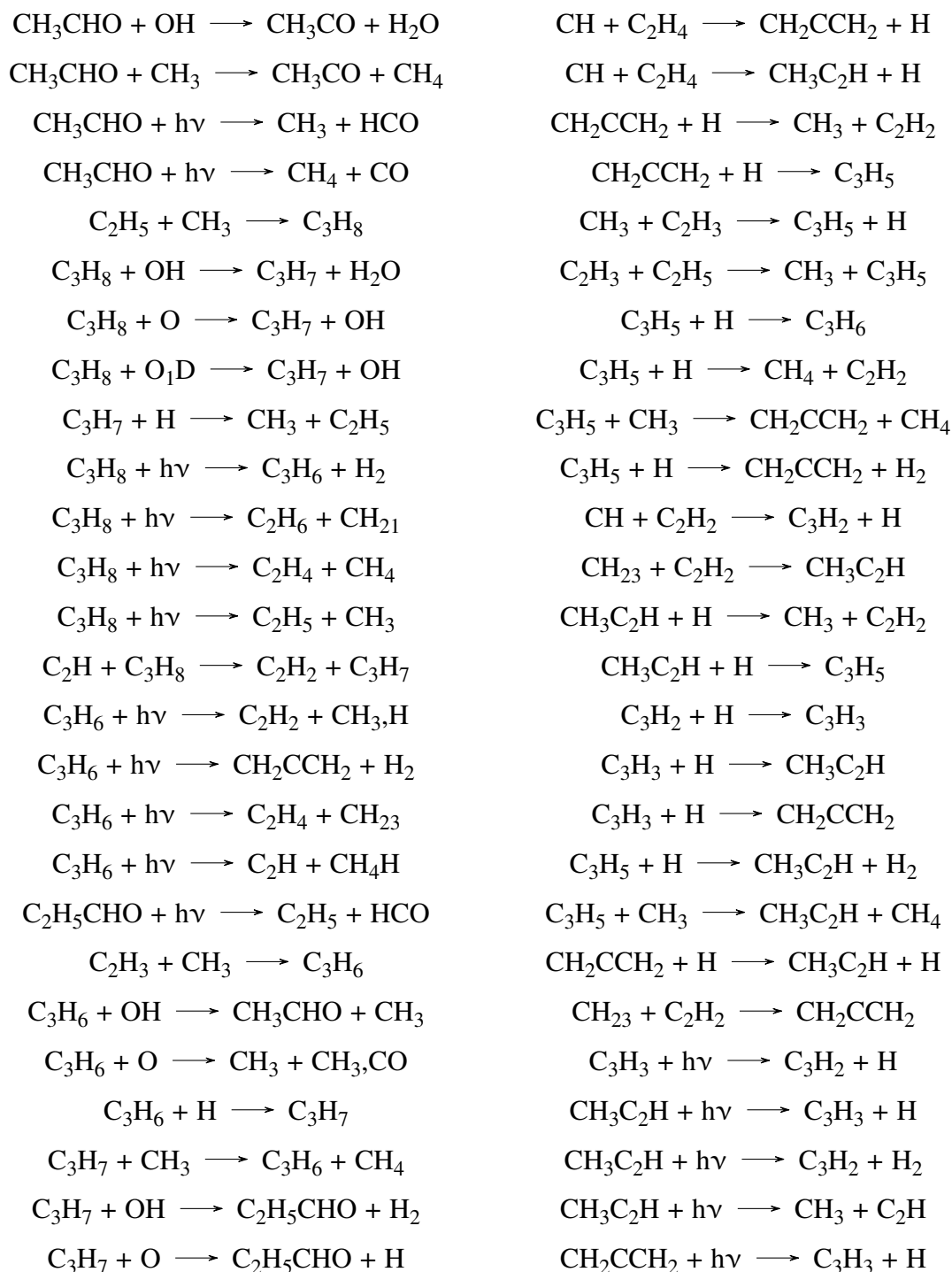


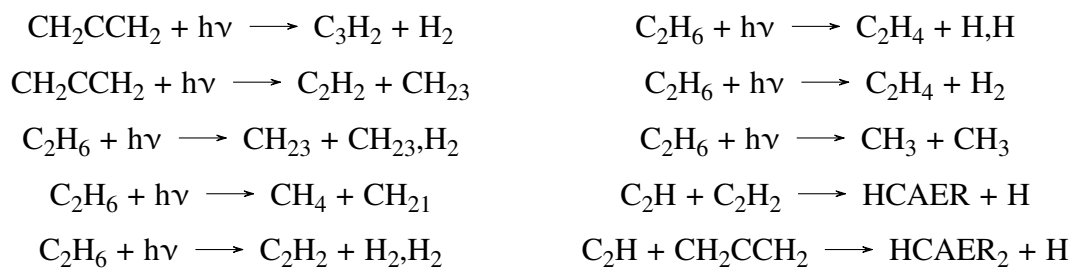












Bibliografía

- Adams, F. C. and Laughlin, G. (1997), 'A dying universe: the long-term fate and evolution of astrophysical objects', *Reviews of modern physics* **69**(337).
- Airapetian, V. S., Glozer, A., Khazanov, G. V., Loyd, R. O. P., France, K., Sojka, J., Danchi, W. C. and Liemohn, M. W. (2017), 'How hospitable are space weather affected habitable zones? the role of ion escape', *The Astrophysical Journal* **836**(1), L3.
- Allard, F., Hauschildt, P. H. and Schwenke, D. (2000), 'TiO and H₂O absorption lines in cool stellar atmospheres', *Astrophysics Journal* **540**, 1005–1015.
- Allen, M. and Frederick, J. E. (1982), 'Effective photodissociation cross sections for molecular oxygen and nitric oxide in the schumann-runge bands', *Journal of the atmospheric sciences* **39**, 2066–2075.
- Billings, L., Cameron, V., Claire, M., Dick, G., Domagal-Goldman, S., Javaux, E. J., Johnson, O. J., Laws, C., Race, M., Rask, J., Rummel, J., Schelble, R. and Vance, S. (2006), 'The astrobiology primer: an outline of general knowledge – version 1', *Astrobiology* **6**(5), 1–79.

- Bohlin, J. D., Vogel, S., Purcell, J., Sheeley Jr, N., Tousey, R. and VanHoosier, M. (1975), 'A newly observed solar feature: Macrospicules in he ii 304 a', *Astrophysics Journal Letters* **197**, L133–L135.
- Boro Saikia, S., Marvin, C. J., Jeffers, S. V., Reiners, A., Cameron, R., Marsden, S. C., Petit, P., Warnecke, J. and Yadav, A. P. (2018), 'Chromospheric activity catalogue of 4454 cool stars. Questioning the active branch of stellar activity cycles', *Astronomy and astrophysics* **616**, A108.
- Borucki, W. J. and Chameides, W. L. (1984), 'Lighting: Estimates of the Rates of Energy Dissipation and Nitrogen Fixation (Paper 4R1243)', *Reviews of Geophysics and Space Physics* **22**, 363.
- Browning, M. K. (2008), 'Simulations of dynamo action in fully convective stars', *Astrophysics Journal* **676**, 1262–1280.
- Campbell, N. A. and Reece, J. B. (2002), *Biology*, Pearson.
- Catling, D. C. (2006), 'Comment on "a hydrogen-rich early earth atmosphere"', *Science* **311**(38).
- Catling, D. C., Claire, M. W., Zahnle, K. J., Quinn, R. C., Clark, B. C., Hecht, M. H. and Kounaves, S. (2010), 'Atmospheric origins of perchlorate on Mars and in the Atacama', *Journal of Geophysical Research (Planets)* **115**(13), E00E11.
- Catling, D. C. and Kasting, J. F. (2017), *Atmospheric evolution on inhabited and lifeless worlds*, Cambridge University Press.

Chabrier, G. and Baraffe, I. (1997), ‘Structure and evolution of low-mass stars’, *Astronomy and astrophysics* **327**, 1039–1053.

Croswell, K. (1996), *The alchemy of heavens*, Oxford University Press.

Davenport, J. R. A., Hawley, S. L., Hebb, L., Wisniewski, J. P., Kowalski, A. F., Johnson, E. C., Malatesta, M., Peraza, J., Keil, M., Silverberg, S. M., Jansen, T. C., Scheffler, M. S., Berdis, J. R., Larsen, D. M. and Hilton, E. J. (2014), ‘Kepler Flares. II. The Temporal Morphology of White-light Flares on GJ 1243’, *The Astrophysical Journal* **797**, 122.

Des Marais, D. J., Harwit, M. O., Jucks, K. W., Kasting, J. F., Lin, D. N., Lunine, J. I., Schneider, J., Seager, S., Traub, W. A. and Woolf, N. J. (2002), ‘Remote sensing of planetary properties and biosignatures on extrasolar terrestrial planets’, *Astrobiology* **2**(2), 153–181.

Domagal-Goldman, S., Segura, A., Claire, M. W., Robinson, T. D. and Meadows, V. S. (2014), ‘Abiotic Ozone and Oxygen in Atmospheres Similar to Prebiotic Earth’, *The Astrophysical Journal* **792**, 90.

Domagal-Goldman, S., Wright, K. E., Adamala, K., de la Rubia, L. A., Bond, J., Dartnell, L. R., Goldman, A. D., Lynch, K., Naud, M.-E., Paulino-Lima, I. G., Singer, K., Walter-Antonio, M., Abrevaya, X. C., Anderson, R., Arney, G., Atri, D., Azúa-Bustos, A., Bowman, J. S., Brazelton, W. J., Brennecka, G. A., Carns, R., Chopra, A., Colangelo-Lillis, J., Crockett, C. J., DeMarines, J., Frank, E. A., Frantz, C., de la Fuente, E., Galante, D., Glass, J., Gleeson, D., Glein, C. R., Goldblatt, C., Horak, R., Horodyskyj, L., Kaçar, B., Kereszturi, A., Knowles, E., Mayeur, P., McGlynn, S., Miguel, Y., Montgomery, M.,

- Neish, C., Noack, L., Rugheimer, S., Stüeken, E. E., Tamez-Hidalgo, P., Walker, S. I. and Wong, T. (2016), ‘The astrobiology primer v2.0’, *Astrobiology* **16**(8), 561–653.
- Dong, C., Jin, M., Lingam, M., Airapetian, V. S., Ma, Y. and van der Holst, B. (2018), ‘Atmospheric escape from the trappist-1 planets and implications for habitability’, *Proceedings of the National Academy of Science* **115**.
- Estrela, R. and Valio, A. (2017), Using planetary transits to estimate magnetic cycles lengths in kepler stars, in ‘Living Around Active Stars, Proceedings of the International Astronomical Union’, Vol. 328, IAU Symposium, pp. 152–158.
- Fishman, J. and Crutzen, P. J. (1977), ‘A numerical study of tropospheric photochemistry using a one-dimensional model’, *Journal of Geophysical Research* **82**, 5897–5906.
- Fuji, Y., Angerhausen, D., Deitrick, R., Domagal-Goldman, S., Grenfell, J. L., Hori, Y., Kane, S. R., Pallé, E., Rauer, H., Siegler, N., Stapelfeldt, K. and Stevenson, K. B. (2018), ‘Exoplanet biosignatures: observational prospects’, *Astrobiology* **18**(6), 739–778.
- Gao, P., Hu, R., Robinson, T. D., Li, C. and Yung, Y. L. (2015), ‘Stability of CO₂ atmospheres on dessicated m dwarf exoplanets’, *The Astrophysical Journal* **806**(249), 12p.
- Garraffo, C., Drake, J. J. and Cohen, O. (2016), ‘The missing magnetic morphology term in stellar rotation evolution’, *The Astrophysical Journal* **833**(L4).
- Garraffo, C., Drake, J. J., Cohen, O., Alvarado-Gómez, J. D. and Moschou, S. P. (2018), ‘The threatening magnetic and plasma environment of the trappist-1 planets’, *The Astrophysical Journal* **843**(L33).

- Gibson, E. G. (1973), *The Quiet Sun*, NASA Scientific and Technical Information Office.
- Giorgi, F. and Chameides, W. L. (1985), ‘The rainout parametrization in a photochemical model’, *Journal of geophysical research* **90**(D5), 7872–7880.
- Gould, A., Pepper, J. and DePoy, D. L. (2003), ‘Sensitivity of transit searches to habitable-zone planets’, *Astrophysics Journal* **594**(1), 533–537.
- Gray, R. O. and Corbally, C. J. (2009), *Stellar Spectral Classification*, Princeton University Press.
- Grenfell, J. L., Gebauer, S., von Paris, P., Godolt, M. and Rauer, H. (2014), ‘Sensitivity of biosignatures on earth-like planets orbiting in the habitable zone of cool m-dwarfs stars to varying stellar uv radiation and surface biomass emissions’, *Planetary and Space science* **98**, 66–76.
- Grenfell, J. L., Stracke, B., von Paris, P., Patzer, B., Titz, R., Segura, A. and Rauer, H. (2007), ‘The response of atmospheric chemistry on earthlike planets around f, g and k stars to small variations in orbital distance’, *Planetary and Space science* **55**, 661–671.
- Habets, G. M. H. J. and Heintze, J. R. W. (1981), ‘Empirical bolometric corrections for the main-sequence’, *Astronomy Astrophysics supplement series* pp. 193–237.
- Hall, J. C. (2008), ‘Stellar chromospheric activity’, *Living reviews in solar physics* **5**(2).
- Hawley, S. L., Davenport, J. R. A., 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**(121), 15pp.

- Hawley, S. L. and Pettersen, B. R. (1991), 'The great flare of 1985 april 12 on ad leonis', *The Astrophysical Journal* **378**, 725–741.
- Ikoma, M. and Genda, H. (2006), 'Constraints on the mass of a habitable planet with water of nebular origin constraints on the mass of a habitable planet with water of nebular origin constraints on the mass of a habitable planet with water of nebular origin constraints on the mass of a habitable planet with water of nebular origin constraints on the mass of a habitable planet with water of nebular origin', *The Astrophysical Journal* **648**(1), 696–706.
- Jones, E. G. and Lineweaver, C. H. (2010), 'To what extent does terrestrial life “follow the water”?', *Astrobiology* **10**(3), 349–361.
- Joyce, G. F. (1994), S.t., in D. W. Deamer and G. R. Fleischaker, eds, 'Origins of Life: The central concepts', Jones & Bartlett, chapter Prólogo, pp. xi–xii.
- Kaltenegger, L. and Traub, W. A. (2009), 'Transits of Earth-like Planets', *The Astrophysical Journal* **698**(1), 519–527.
- Karttunen, H., Kröger, P., Oja, H., Poutanen, M. and Donner, K. (1984), *Fundamental astronomy*, 5th edn, Springer.
- Kasting, J. F., Holland, H. D. and Pinto, J. P. (1985), 'Oxidant abundances in rainwater and the evolution of atmospheric oxygen', *Journal of Geophysical Research: Atmospheres* **90**(D6), 10497–10510.
- Koehler, I., Konhauser, K. and Kappler, A. (2010), *Geomicrobiology: Molecular and Envi-*

ronmental Perspective, Springer, chapter Role of microorganisms in banded iron formations, pp. 310–324.

Kulp, T. R., Hoefft, S. E., Asao, M., Madigan, M. T., Hollibaugh, J. T., Fisher, J. C., Stolz, J. F., Culbertson, C. W., Miller, L. G. and Oremland, R. S. (2008), 'Arsenic(iii) fuels anoxygenic photosynthesis in hot spring biofilms from mono lake, california', *Science* **321**(5891), 967–970.

Kump, L. R. (2008), 'The rise of atmospheric oxygen', *Nature* **451**, 967–970.

Ledrew, G. (2001), 'The real starry sky', *Journal of the Royal Astronomical Society of Canada* **95**(32).

Luger, R. and Barnes, R. (2015), 'Extreme water loss and abiotic O₂ buildup on planets throughout the habitable zones of m dwarfs', *Astrobiology* **15**(119).

Luger, R., Barnes, R., Lopez, E., Fortney, J., Jackson, B. and Meadows, V. S. (2015), 'Habitable evaporated cores: transforming mini-neptunes into super-earths in the habitable zones of m dwarfs', *Astrobiology* **15**(1), 57–88.

Martin, R. V., Chance, K., Jacob, D. J., Kurosu, T. P., Spurr, R. J. D., Bucsel, E., Gleason, J. F., Palmer, P. I., Bey, I., Fiore, A. M., Li, Q., Yantosca, R. M. and Koelemeijer, R. B. A. (2002), 'An improved retrieval of tropospheric nitrogen dioxide from GOME', *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)* **107**, 4437.

McKay, C. P. (2004), 'What is life--and how do we search for it in other worlds?', *Public library of science: Biology* **2**, 1260–1263.

- Meadows, V. S. (2006), Modelling the diversity of extrasolar terrestrial planets, *in* C. Aime and F. Vakili, eds, ‘IAU Colloq. 200: Direct imaging of exoplanets: science & techniques’, International Astronomical Union, pp. 25–34.
- Meadows, V. S. (2008), *Exoplanets: Detection, formation, properties, habitability*, first edn, Springer, chapter 10: Planetary environmental signatures for habitability and life, pp. 259–284.
- Meadows, V. S. (2018), ‘Exoplanet biosignatures: understanding oxygen as a biosignature in the context of its environment’, *Astrobiology* **18**(6), 630–662.
- Morgante, G., Terenzi, L., D’Ascanio, D., Eccleston, P., Crook, M., Hunt, T., Deppo, V. D., Focardi, M., Malaguti, G., Micela, G., Pace, E. and Tinetti, G. (2018), Thermal architecture of the esa ariel payload, *in* ‘Proceedings Volume 10698, Space Telescopes and Instrumentation 2018: Optical, Infrared, and Millimeter Wave’, Vol. 10698.
URL: <https://doi.org/10.1117/12.2313153>
- Mottl, M., Glazer, B., Kaiser, R. and Meech, K. (2007), ‘Water and astrobiology’, *Chemie der Erde / Geochemistry* **67**(4), 253–282.
- Mulders, G. D., Pascucci, I. and Apai, D. (2015), ‘An increase in the mass of planetary systems around lower-mass stars’, *The Astrophysical Journal* **814**(130), 10 pp.
- Mullan, D. J. and MacDonald, J. (2001), ‘Are magnetically active low-mass m dwarfs completely convective?’, *The Astrophysical Journal* **559**(1), 353–371.
- Narita, N., Enomoto, T., Masaoka, S. and Kusakabe, N. (2015), ‘Titania may produce abiotic oxygen atmospheres on habitable exoplanets’, *Scientific Reports* **5**, 13977.

- NASA (2019), 'Nasa's exoplanet archive', <https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu/cgi-bin/TblView/nph-tblView?app=ExoTbls&config=planets> **10 de Mayo**.
- Newton, E. R., Charbonneau, D., Irwin, J., Berta-Thomson, Z. K., Rojas-Ayala, B., Covey, K. and Lloyd, J. P. (2014), 'Near-infrared metallicities, radial velocities, and spectral types for 447 nearby m dwarfs', *The Astrophysical Journal* **147**(20).
- Nutzman, P. and Charbonneau, D. (2008), 'Design considerations for a ground-based transit search for habitable planets orbiting m dwarfs', *Publications of the astronomical society of the Pacific* **120**(865), 317–327.
- Oliver, J. D. and Perry, R. S. (2006), 'Definitely life but not definitively', *Origins of Life and Evolution of the Biosphere* **36**, 515–521.
- O'Malley, J. and Kaltenegger, L. (2017), 'Uv surface habitability of the trappist-1 system', *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters* **469**(1), L26–L30.
- Pace, E., Micela, G. and the Ariel Team (2016), 'Ariel: Atmospheric remote sensing infrared exoplanet large survey. a proposal for the esa cosmic vision m4', *Memorie della Societa Astronomica Italiana* **87**, 214.
- Pilcher, C. B. (2003), 'Biosignatures of Early Earths', *Astrobiology* **3**, 471–486.
- Powel, R. (2002), 'Hertzprung-russell diagram'.
- Raymond, S. N., O'Brien, D. P., Morbidelli, A. and Kaib, N. A. (2009), 'Building the terrestrial planets: constrained accretion in the inner solar system', *Icarus* **203**, 644–662.

- Reiners, A. and Basri, G. (2009), ‘On the magnetic topology of partially and fully convective stars’, *Astronomy and astrophysics* **496**(3), 787–790.
- Ribas, I., Bolmont, E., Selsis, F., Reiners, A., Leconte, J., Raymond, S. N., Engle, S. G., Guinan, E. F., Morin, J., Turbet, M., Forget, F. and Anglada-Escudé, G. (2016), ‘The habitability of proxima centauri b. i. irradiation, rotation and volatile inventory from formation to the present’, *Astronomy and astrophysics* **596**(A111).
- Roberts, W. (1945), ‘A preliminary report on chromospheric spicules of extremely short life- time’, *Astrophysics Journal* **101**, 136–142.
- Rugheimer, S., Kaltenegger, L., Segura, A., Linsky, J. L. and Moranty, S. (2015), ‘Effect of uv radiation on the spectral fingerprints of earth-like planets orbiting m dwarfs’, *The Astrophysical Journal* **809**(1), 16 pp.
- Rugheimer, S., Kaltenegger, L., Zsom, A., Segura, A. and Sasselov, D. (2013), ‘Spectral fingerprints of earth-like planets around fgk stars’, *Astrobiology* **13**(3), 251–269.
- Schlesinger, W. H. (1991), ‘The global carbon cycle’, *Biogeochemistry: an Analysis of Global Change* .
- Seager, S., Schrenk, M. and Bains, W. (2012), ‘An astrophysical view of earth-based metabolic biosignature gases’, *Astrobiology* **12**(1), 1–23.
- Segura, A. and Kaltenegger, L. (2010), Search for habitable planets, in V. A. Basiuk, ed., ‘Astrobiology: emergence, search and detection of life’, American scientific publishers, chapter 14.

- Segura, A., Kasting, J. F., Meadows, V. S., Cohen, M., Scalo, J., Crisp, D., Butler, R. A. H. and Tinetti, G. (2005), 'Biosignatures from Earth-Like Planets Around M Dwarfs', *Astrobiology* **5**, 706–725.
- Segura, A., Krelow, K., Kasting, J. F., Sommerlatt, D., Meadows, V., Crisp, D., Cohen, M. and Mlawer, E. (2003), 'Ozone Concentrations and Ultraviolet Fluxes on Earth-Like Planets Around Other Stars', *Astrobiology* **3**, 689–708.
- Segura, A., Walkowicz, L. M., Meadows, V. S., Kasting, J. F. and Hawley, S. L. (2010), 'The effect of a strong stellar flare on the atmospheric chemistry of an earth-like planet orbiting an m dwarf', *Astrobiology* **10**(7), 1–22.
- Shields, A. L., Ballard, S. and Johnson, J. A. (2016), 'The habitability of planets orbiting m-dwarf stars', *Physics Reports* **663**, 1–38.
- Solanki, S. K. (2004), Structure of the solar chromosphere, in A. V. Stepanov, E. E. Benevolenskaya and A. G. Kosovichev, eds, 'IAU Symposium', number 223 in 'Proceedings', International astronomical union.
- Solanki, S. K., Linigston, W. C. and Ayres, T. (1994), 'New light on the heart of darkness of the solar chromosphere', *Science* **263**, 64–66.
- Stephenson, C. B. (1986), 'Dwarf K and M stars of high proper motion found in a hemispheric survey.', *Astronomical Journal* **92**, 139–165.
- Syrovatskii, S. I. (1972), 'Solar Flare Time Development: Three Phases', *Comments on Astrophysics and Space Physics* **4**, 65.

- Tian, F., France, K., Linsky, J. L., Mauas, P. J. D. and Vieytes, M. C. (2014), ‘High stellar FUV/NUV ratio and oxygen contents in the atmospheres of potentially habitable planets’, *Earth and Planetary Science Letters* **385**, 22–27.
- Tian, F., Toon, O. B., Pavlov, A. A. and Sterck, H. D. (2005), ‘A hydrogen-rich early earth atmosphere’, *Science* **308**, 1014–1017.
- Tilley, M. A., Segura, A., Meadows, V. S., Hawley, S. L. and Davenport, J. R. A. (2018), ‘Modeling repeated m-dwarf flaring at an earth-like planet in the habitable zone: I. atmospheric effects for an unmagnetized planet’, *Astrobiology* **19**(1), 64–86.
- Toon, O. B., McKay, C. P. and Ackerman, T. P. (1989), ‘Rapid calculation of radiative heating rates and photodissociation rates in inhomogeneous multiple scattering atmospheres’, *Journal of geophysical research* **94**(D13), 16287–16301.
- Tsuji, T., Ohnaka, K. and Aoki, W. (1996), ‘Dust formation in stellar photospheres: a case of very low mass stars and a possible resolution on the effective temperature scale of m dwarfs’, *Astronomy and astrophysics* **305**.
- Vernazza, J., Avrett, E. H. and Loeser, R. (1981), ‘Structure of the solar chromosphere. iii. models of the euv brightness components of the quiet sun’, *Astrophysics Journal Supplement series* **45**, 633–725.
- Vida, K., Kövári, Z., Pál, A., Oláh, K. and Kriskovics, L. (2017), ‘Frequent flaring in the trappist-1 system—unsuited for life?’, *The Astrophysical Journal* **84**(2), 6.
- Walbolt, K. (2019), ‘Nasa’s new worlds atlas’ exoplanet catalog’.

Wordsworth, R. and Pierrehumbert, R. (2014), 'Abiotic Oxygen-dominated Atmospheres on Terrestrial Habitable Zone Planets', *The Astrophysical Journal* **785**(L 20), 4pp.

Zahnle, K., Schaefer, L. and Fegley, B. (2010), 'Earth's earliest atmospheres', *Cold Spring Harb Perspect Biol* **2** .