

FACULTAD DE CIENCIAS  
ASTRONÓMICAS Y  
GEOFÍSICAS



UNIVERSIDAD  
NACIONAL DE LA PLATA



# Caracterización de densidad de masa mediante rayos cósmicos: desarrollos metodológicos y aplicaciones geofísicas

Autor

Geof. Matías Tramontini

Directora

Dra. Marina Rosas-Carbajal

Codirector

Dr. Fabio I. Zyserman

Codirector

Dr. Jacques Marteau

Tesis de Doctorado en Geofísica

Presentada y defendida públicamente el 20 de marzo de 2025

Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de La Plata



FACULTAD DE CIENCIAS  
ASTRONÓMICAS Y  
GEOFÍSICAS



UNIVERSIDAD  
NACIONAL DE LA PLATA



## Caracterización de densidad de masa mediante rayos cósmicos: desarrollos metodológicos y aplicaciones geofísicas

Autor

Geof. Matías Tramontini

Directora

Dra. Marina Rosas-Carbajal

Codirector

Dr. Fabio I. Zyserman

Codirector

Dr. Jacques Marteau

Tesis de Doctorado en Geofísica

Presentada y defendida públicamente el 20 de marzo de 2025

Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de La Plata

Jurado

Dra. Gabriela  
Badi

*Facultad de Ciencias  
Astronómicas y  
Geofísicas de La Plata,  
UNLP*

Dr. Edmundo  
García-Solís

*Chicago State University*

Dr. Mariano  
Gómez Berisso

*Comisión Nacional de  
Energía Atómica,  
Instituto Balseiro*



# Caracterización de densidad de masa mediante rayos cósmicos: desarrollos metodológicos y aplicaciones geofísicas

Autor

Geof. Matías Tramontini

*Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de La Plata, UNLP  
Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, CONICET*

Directora	Codirector	Codirector
Dra. Marina	Dr. Fabio I.	Dr. Jacques
Rosas-Carbajal	Zyserman	Marteau
<i>Institut de Physique du</i>	<i>Facultad de Ciencias</i>	<i>Institut de Physique des</i>
<i>Globe de Paris,</i>	<i>Astronómicas y</i>	<i>2 Infinis, Université</i>
<i>Université Sorbonne</i>	<i>Geofísicas de La Plata,</i>	<i>Claude Bernard Lyon 1</i>
<i>Paris Cité</i>	<i>UNLP</i>	

Jurado

Dra. Gabriela	Dr. Edmundo	Dr. Mariano
Badi	García-Solís	Gómez Berisso
<i>Facultad de Ciencias</i>	<i>Chicago State University</i>	<i>Comisión Nacional de</i>
<i>Astronómicas y</i>		<i>Energía Atómica,</i>
<i>Geofísicas de La Plata,</i>		<i>Instituto Balseiro</i>
<i>UNLP</i>		



# Agradecimientos

A mi directora, Marina Rosas-Carbajal, y a mis codirectores de tesis, Fabio Zyserman y Jacques Marteau, por su guía, dedicación y confianza a lo largo de estos años. Formarme como geofísico bajo su dirección ha sido un verdadero privilegio.

A los miembros del jurado, por su tiempo, su evaluación y sus devoluciones, que contribuyeron a enriquecer esta versión final de la tesis.

A mis colegas, compañeros de doctorado y de equipo, especialmente a Amélie Cohu y Raphaël Bajou, con quienes fue un gusto enorme colaborar.

A mi mamá, Liliana, mi papá, Aldo, y mi hermano, Ezequiel, por su apoyo incondicional.

A mis amigos y amigas, por estar siempre.

A la UNLP y a la FCAG por la formación recibida, y a CONICET por el financiamiento otorgado que hizo posible este doctorado.





# Índice general

Índice de figuras	IX
Índice de tablas	XVII
<b>1. Resumen</b>	<b>1</b>
<b>2. Introducción</b>	<b>3</b>
<b>3. Fundamentos teóricos</b>	<b>9</b>
3.1. Los rayos cósmicos . . . . .	9
3.2. El flujo de muones a cielo abierto . . . . .	11
3.3. El flujo de muones a través de la materia . . . . .	14
3.4. Los detectores de muones . . . . .	17
<b>4. Simulación numérica del flujo de muones en la atmósfera</b>	<b>23</b>
4.1. El código CORSIKA . . . . .	23
4.1.1. Modelos y opciones elegidas en las simulaciones . . . . .	23
4.1.2. Elección de parámetros en las simulaciones . . . . .	24
4.1.2.1. Altitud del sitio de observación . . . . .	24
4.1.2.2. Coordenadas del campo magnético terrestre . . . . .	24
4.1.2.3. Modelo de atmósfera . . . . .	24
4.1.2.4. Dirección de arribo de las partículas primarias . . . . .	25
4.1.3. Metodología desarrollada . . . . .	26
4.1.4. La normalización . . . . .	27
4.1.5. Estimación de errores . . . . .	28
4.2. Estimación del flujo de muones a cielo abierto en el volcán Copahue . . . . .	29
4.3. Conclusiones . . . . .	32
<b>5. Efecto de las variaciones de temperatura en la atmósfera en el flujo de muones subterráneo</b>	<b>35</b>

---

<b>6. Caracterización de la sensibilidad del flujo de muones a cambios en el almacenamiento de agua subterránea</b>	<b>57</b>
<b>7. Radiografía de muones del volcán Copahue</b>	<b>83</b>
7.1. La actividad volcánica y los peligros asociados . . . . .	83
7.2. El volcán Copahue . . . . .	84
7.3. Mediciones de calibración del detector de muones en la FCAG-UNLP . . . . .	85
7.4. Instalación del detector de muones en el volcán . . . . .	87
7.5. Recolección de muestras de roca y análisis de laboratorio . . . . .	87
7.5.1. Metodología empleada en el laboratorio . . . . .	87
7.5.2. Análisis petrográfico y mineralógico de las muestras . . . . .	89
7.5.3. Análisis de las propiedades mecánicas de las muestras . . . . .	91
7.5.4. Análisis de los efectos de la alteración hidrotermal en las muestras . . . . .	92
7.6. Datos de muones adquiridos y resultados . . . . .	94
7.7. Conclusiones . . . . .	101
<b>8. Conclusiones</b>	<b>105</b>
<b>9. Perspectivas a futuro</b>	<b>107</b>
<b>A. Actividades realizadas durante el doctorado</b>	<b>111</b>
A.1. Estancias y pasantías . . . . .	111
A.2. Cursos de posgrado . . . . .	111
A.3. Publicaciones científicas en revistas periódicas . . . . .	112
A.4. Presentaciones orales . . . . .	112
A.5. Pósters . . . . .	113
<b>B. Publicaciones científicas en su idioma y formato original</b>	<b>115</b>
B.1. Primera publicación . . . . .	116
B.2. Segunda publicación . . . . .	128
B.3. Tercera publicación . . . . .	147

# Índice de figuras

2.1. Experimento pionero en Australia dirigido por E.P. George para estimar el espesor de hielo sobre un túnel. . . . .	4
2.2. a) Esquema de una sección transversal de la pirámide de Kefrén. La cámara Belzoni está situada cerca del centro de la base del edificio (punto B). b) Foto del instrumento de detección completo en la cámara Belzoni, con los paneles de la cámara de chispas en el fondo de la foto. Imagen tomada de Alvarez et al., 1970. . . . .	4
3.1. Flujo de las principales componentes de la radiación cósmica primaria en términos de partículas por energía por núcleo en función de la energía por núcleo. El recuadro muestra el cociente H/He en función de la rigidez magnética. Figura adaptada de Workman et al. (2022). . . . .	10
3.2. Flujo diferencial de la radiación cósmica primaria que ingresa a la atmósfera. Se presenta el flujo diferencial multiplicado por la energía cinética al cuadrado. Los flujos integrados en energía se encuentran indicados por líneas diagonales. Figura tomada de Navas et al. (2024). . . . .	11
3.3. Los ángulos cenitales $\theta$ y $\theta^*$ corresponden a la dirección de propagación respecto de la altura de detección y a la dirección de propagación respecto de la altura de producción del muon, respectivamente. Figura tomada de Tramontini (2018). . . . .	12
3.4. Flujo diferencial en función de la energía del muon al nivel del mar, para diferentes ángulos cenitales. Figura tomada de Tramontini (2018). . . . .	13
3.5. a) Producción de muones calculada a partir de la Ecuación (3.4). b) Probabilidad de los muones de alcanzar el nivel del mar, calculada a partir de la Ecuación (3.5). Figura adaptada de Tramontini (2018). . . . .	14
3.6. Flujo diferencial de muones multiplicado por $E_0^{2.7}$ , en función de la energía al nivel del mar. Calculado a partir de la Ecuación (3.3). Figura tomada de Tramontini (2018). . . . .	15

3.7. Pérdidas de energía por ionización (línea punteada y a trazos) y radiación (líneas a trazos), y pérdida de energía total (línea continua) de los muones a través de la materia en función de sus energías, para una roca estándar ( $Z = 11$ , $A = 22$ , $\rho = 2.65 \text{ g cm}^{-3}$ ). La energía crítica $E_c$ se encuentra marcada con una línea vertical punteada de color gris. Para una roca estándar $E_c^{rs} = 693 \text{ GeV}$ . Figura adaptada de Bajou (2023). . . . .	17
3.8. Energía mínima $E_{min}$ en función del espesor de roca estándar, obtenida resolviendo la Ecuación 3.9. Figura tomada de Tramontini (2018). . . . .	18
3.9. Flujo integrado, $I[\rho, \theta]$ , para diferentes ángulos cenitales, a) en función del espesor de roca estándar, b) en función de la opacidad. Figura adaptada de Tramontini (2018). . . . .	18
3.10. a) Esquema de un detector de muones. Las trayectorias de los muones (recta amarilla) son recuperadas a partir de los píxeles disparados (estrellas amarillas). b) Vista esquemática de una matriz de $32 \times 32$ píxeles. Figura adaptada de Jourde (2015) . . . . .	19
3.11. Señal de centelleo. Arriba: Barras de centelleadores apiladas antes de ser ensambladas para formar una matriz. Abajo: Esquema de la generación de la señal de centelleo producida por una partícula ionizante (fotón "azul") después de su absorción y conversión en una señal óptica visible (fotón "verde") por la fibra óptica WLS. Figura tomada de Tramontini (2018). . . . .	20
3.12. Función de Aceptación $\mathcal{T}$ en función de la dirección $\bar{r}_{m,n}$ , para un detector de muones de $N_x = 32$ y $N_y = 32$ barras de centelleadores horizontales y verticales, respectivamente, y una distancia entre la matriz delantera y la matriz trasera de 140 cm. El máximo en el centro corresponde a la dirección $\bar{r}_{0,0}$ perpendicular a las matrices de detección. . . . .	21
4.1. Sistema de coordenadas utilizado por CORSIKA. Figura tomada de Heck et al., 2021. . . . .	25
4.2. Número de cascadas de partículas simuladas, $N_j$ , en cada intervalo de energía $\Delta E_j$ . . . . .	27
4.3. Flujo integrado de muones $I_\mu$ a la altitud del volcán Copahue ( $\sim 2600 \text{ m.s.n.m}$ ) en función del ángulo cenital $\theta$ , para distintas energías mínimas $E_{min}$ . La región sombreada asociada a cada curva representa el intervalo de confianza de $2\Delta I_\mu$ . . . . .	29
4.4. Flujo integrado de muones $I_\mu$ al nivel del mar en función del ángulo cenital $\theta$ , para distintas energías mínimas $E_{min}$ . La región sombreada asociada a cada curva representa el intervalo de confianza de $2\Delta I_\mu$ . . . . .	30
4.5. $r_{I_\mu}$ en función de la energía mínima $E_{min}$ y el ángulo cenital $\theta$ . . . . .	31

- 4.6.  $\Delta r_{I_\mu}$  en función de la energía mínima  $E_{\min}$  y el ángulo cenital  $\theta$ . El error se encuentra graficado en proporción al cociente estimado. . . . . 31
- 4.7. Valores obtenidos de  $r_{I_\mu}$  en función a ) de la energía mínima  $E_{\min}$  y b) en función del ángulo cenital  $\theta$ . . . . . 31
- 5.1. (a) El telescopio de muones desplegado en el Laboratorio Subterráneo de Rocas de Mont Terri. (b) Posición del telescopio (azul) y ejes de observación (rojo), junto con la topografía. . . . . 40
- 5.2. Tasa media de muones cósmicos en función del tiempo, calculada utilizando una ventana de media móvil de Hamming de 30 días de ancho. La superficie coloreada delimita el intervalo de confianza del 95 %. Las barras grises indican los períodos en los que se interrumpió la adquisición de datos por obras en el Laboratorio Subterráneo de Rocas de Mont Terri. . . . . 44
- 5.3. Perfiles de temperatura atmosférica (líneas continuas) sobre Mont Terri y pesos relativos (línea discontinua) utilizados para calcular  $T_{\text{eff}}$ , en función del nivel de presión y de la altitud. Los puntos representan los 37 niveles de presión para los que el ECMWF proporciona los conjuntos de datos de temperatura. El eje vertical derecho representa las altitudes aproximadas correspondientes a los niveles de presión del eje vertical izquierdo. La temperatura media estival (línea roja continua) y la temperatura media invernal (línea azul continua) se calculan considerando un periodo de 1,5 meses en cada estación durante 2017. Las superficies coloreadas representan la desviación estándar de  $\pm 1$  en cada curva. Las temperaturas efectivas de cada perfil son las siguientes:  $T_{\text{eff}}^{\text{year}} = (217 \pm 1)$  K,  $T_{\text{eff}}^{\text{summer}} = (225 \pm 1)$  K y  $T_{\text{eff}}^{\text{winter}} = (214 \pm 1)$  K. . . . . 45
- 5.4. Desviaciones porcentuales diarias de la media de la tasa media de muones cósmicos, la temperatura efectiva diaria y la temperatura efectiva media calculada utilizando una ventana de media móvil de Hamming de 30 días de ancho. Las superficies coloreadas delimitan el intervalo de confianza del 95 % asociado a cada curva. El recuadro muestra un zoom alrededor del período de tiempo en el que se detecta un calentamiento estratosférico súbito importante. 46
- 5.5. Variación relativa de la tasa media de muones cósmicos frente a la variación relativa de la media de la temperatura efectiva, ajustada con una recta con la ordenada al origen fijada en 0. La pendiente resultante es  $\alpha_T = 0.68 \pm 0.03_{\text{stat}} \pm 0.01_{\text{syst}}$  y se representa con una línea roja. La línea azul representa el valor teórico esperado de  $\alpha_T^{\text{theory}} = 0.65 \pm 0.02_{\text{stat}} \pm 0.03_{\text{syst}}$ . Las líneas de puntos representan la incertidumbre de cada uno de los valores. 47

- 5.6. Valores experimentales del coeficiente de temperatura efectiva en función de  $\langle E_{\text{th}} \cos \theta \rangle$ . El punto rojo representa el presente estudio. La línea negra continua representa un modelo teórico. El recuadro muestra los experimentos realizados en el laboratorio subterráneo Gran Sasso. Figura adaptada de Agafonova et al. (2018). . . . . 48
- 5.7. Los datos MERRA-2 del Sistema de Asimilación de Datos del Sistema Goddard de Observación de la Tierra utilizados para definir los episodios de calentamiento estratosférico súbito. (a) Temperaturas medias zonales promediadas en 60°N-90°N. (b) Viento zonal medio en 60°N. La curva roja denota valores para el periodo 2016-2017, y la curva negra gruesa corresponde a valores climatológicos promediados desde 1978 hasta 2018. Las líneas azules verticales hacen referencia a un calentamiento estratosférico súbito mayor para ese invierno. . . . . 49
- 5.8. Vorticidad potencial en la superficie de temperatura potencial de 850 K (fila superior) y temperatura efectiva (fila inferior) para (a) 1 de enero, (b) 17 de enero y (c) 2 de febrero de 2017, derivadas del conjunto de datos del ECMWF. Los mapas están centrados en el Polo Norte, y la ubicación del LSR de Mont Terri (47.38°N, 7.17°E), cerca de la ciudad de Saint-Ursanne, Suiza, está representada con una estrella.  $1 \text{ PVU} = 10^{-6} \text{ K m}^2 \text{ Kg}^{-1} \text{ s}^{-1}$ . . . . . 50
- 6.1. a) Marcadores de interés de Mont Terri. b) Vista aérea de Mont Terri, donde se observa el túnel y el laboratorio. Imagen tomada del sitio web del LSR de Mont Terri <https://www.mont-terri.ch>. . . . . 62
- 6.2. a) Perfil geológico adaptado de Nussbaum et al. (2017). Clasificación hidrogeológica de Marschall et al. (2004). Mapa geológico basado en el Geological Atlas of Switzerland 1:25000, map No. 40 “St-Ursanne”, disponible en <https://map.geo.admin.ch>. b) Detector de muones instalado en el Laboratorio Subterráneo de Rocas (LSR) de Mont Terri. . . . . 63
- 6.3. Radiografía de muones de densidad media entre el detector de muones, situado en el interior del túnel de Mont Terri, y la superficie. Los ejes de observación del detector se representan con líneas grises. Los valores de densidad media se representan sobre la topografía, junto con el mapa geológico. Las líneas discontinuas negra, verde y azul indican el túnel, la región HD, y a región LD, respectivamente. Para tener en cuenta la resolución angular de los ejes de observación, se utiliza una interpolación siguiendo el método del vecino más cercano. El mapa geológico se basa en el Atlas Geológico de Suiza 1:25000, mapa n° 40 “St-Ursanne”, y se encuentra disponible en <https://map.geo.admin.ch>. . . . . 67

- 6.4. Series temporales de la tasa de muones  $R$  en la región de baja densidad (LD) y temperatura efectiva  $T_{\text{eff}}$  representadas como líneas azules y naranjas, respectivamente. La superficie coloreada delimita el intervalo de confianza del 95 %. Para ilustrar el efecto de la corrección derivada de la Ecuación 6.4, se muestra la tasa de muones corregida en la región LD con una línea gris, con el intervalo de confianza correspondiente de 95 % demarcado con líneas discontinuas. La superficie gris indica un periodo en el que se interrumpió la adquisición de datos de muones por obras en el LSR de Mont Terri. . . . . 69
- 6.5. a) Volumen de roca y ejes de observación involucrados en cada región estudiada. b) Desviación de la media de la serie temporal de la tasa de muones corregida  $(\Delta R/\langle R \rangle)_{\text{corrected}}$ . La superficie coloreada delimita el intervalo de confianza del 95 %. La superficie gris indica un periodo en el que se interrumpió la adquisición de datos de muones por obras en el LSR de Mont Terri. . . . . 70
- 6.6. a) Desviación de la media de la tasa de muones corregida  $(\Delta R/\langle R \rangle)_{\text{corrected}}$  en la región LD y desviación de la media del agua de suelo volumétrica ponderada  $\Delta v/\langle v \rangle$  representadas con líneas azules y violetas, respectivamente. b) Desviaciones de opacidad respecto al valor medio en la región LD, y agua volumétrica del suelo ponderada representada con líneas verdes y violetas, respectivamente. c) Los conjuntos de datos de caudal del río Doubs y de precipitaciones en la estación Montenol se representan con barras violetas y grises, respectivamente. Las superficies coloreadas delimitan el intervalo de confianza del 95 %. La superficie gris indica un período en el que la adquisición de datos de muones se interrumpió por obras en el LSR de Mont Terri. . . . . 71
- 6.7. Ilustración del modelo de capa saturada de agua utilizado para calcular el impacto de las variaciones de las aguas subterráneas en las mediciones de muones. Un único eje de observación del detector de muones se representa como una línea recta naranja, la topografía se representa como una curva verde, y la capa saturada de agua de altura  $\Delta z$  a una profundidad  $d$  se representa como una superficie azul.  $\Delta L = \Delta L_1 + \Delta L_2$  corresponde a la distancia recorrida por los muones en la capa saturada de agua. . . . . 74

6.8.	Factor de amplificación que expresa la relación entre el cambio de opacidad en cada eje de observación y un aumento del almacenamiento de agua subterránea de 0.3 m (véase Figura 6.7). Los valores del factor de amplificación se representan sobre la topografía. Las líneas discontinuas verdes y azules indican las regiones HD y LD, respectivamente. Se utiliza una interpolación siguiendo el método del vecino más cercano para tener en cuenta la resolución angular de los ejes de observación. . . . .	75
6.9.	a) Valor medio de $\mathcal{A}$ , $\langle \mathcal{A} \rangle$ , para las regiones combinadas HD y LD en función de la profundidad de la capa saturada de agua $d$ y del agua infiltrada $w$ , y para diferentes valores de porosidad $p$ . b) Desviación estándar de $\mathcal{A}$ , $\sigma_{\mathcal{A}}$ , para las regiones combinadas HD y LD en función de $d$ y $w$ , y para diferentes valores de porosidad $p$ . . . . .	75
6.10.	Factor de amplificación medio $\bar{\mathcal{A}}$ para la región LD (azul), la región HD (verde) y las regiones HD y LD combinadas (negro) en función de la profundidad del nivel freático. Cada punto se calcula considerando todos los ejes de observación pertenecientes a la región estudiada. Las barras de error representan el error estándar de la media ponderada utilizando ponderaciones definidas por la varianza, y tienen en cuenta la dispersión debida a las diferentes porosidades e infiltraciones de agua. . . . .	76
7.1.	Distribución global de volcanes que han entrado en erupción en los últimos 10.000 años (triángulos rojos). Figura tomada de National Academies of Sciences et al. (2017). . . . .	84
7.2.	a) Mapa con marcadores de interés. La línea amarilla indica la frontera entre Argentina y Chile. Detalle: Localización del volcán Copahue en la Tierra, representado con una esfera violeta. Mapa del Observatorio de la Tierra de la NASA disponible a través de <a href="https://visibleearth.nasa.gov/">https://visibleearth.nasa.gov/</a> . b) Volcán Copahue. Foto cortesía del Observatorio Argentino de Vigilancia Volcánica (OAVV, <a href="https://oavv.segemar.gob.ar/">https://oavv.segemar.gob.ar/</a> ). Detalle: Cráter El Agrio. . . . .	85
7.3.	Detector de muones instalado en la FCAG-UNLP para realizar mediciones de calibración. . . . .	86
7.4.	a) Número total de eventos detectados, $N$ , a lo largo de cada eje de observación, $(\Delta X, \Delta Y)$ . b) Número de eventos por hora, $N_{\mu}$ , detectados durante la adquisición de calibración. . . . .	86
7.5.	Función de aceptación, $\mathcal{T}$ , calculada experimentalmente en función de los ejes de observación, $(\Delta X, \Delta Y)$ . . . . .	87
7.6.	Fotos del traslado del detector de muones al sitio de instalación en el flanco este del volcán Copahue. . . . .	88



7.7. Fotos de la instalación del detector de muones, antena de comunicaciones, paneles solares y baterías en el sitio seleccionado. . . . .	89
7.8. Fotos del detector de muones instalado en el sitio elegido, orientado hacia el flanco este del volcán Copahue. . . . .	90
7.9. a) Ubicación de los sitios de muestreo de roca y del detector de muones. b) Muestras de roca recolectadas. . . . .	91
7.10. Diagrama TAS (Total Alkali-Silica) que muestra la distribución de las muestras de roca estudiadas. Cada punto representa una muestra y su ubicación en el diagrama refleja su composición química en términos del porcentaje en peso de óxidos de alcalinos totales ( $\text{Na}_2\text{O}$ y $\text{K}_2\text{O}$ ) y sílice ( $\text{SiO}_2$ ). . . . .	93
7.11. Imágenes obtenidas mediante microscopía electrónica de barrido (SEM, por sus siglas en inglés) correspondientes a las muestras de roca: a) CO1, b) CO2, c) CO3, d) CO4, e) CO5 y f) CO6. . . . .	94
7.12. Imágenes obtenidas mediante microscopía electrónica de barrido (SEM, por sus siglas en inglés) correspondientes a las muestras de roca: a) CO7, b) CO8, c) CO9, d) CO12 y e) CO13. . . . .	95
7.13. a) Resistencia a la compresión uniaxial en función de la porosidad conectada. También se muestran fotos representativas de las muestras de 20 mm de diámetro graficadas. b) Módulo de Young en función de la porosidad conectada. c) Resistencia a la compresión uniaxial en función de la densidad aparente (símbolos blancos - seca; símbolos azules - húmeda). d) Módulo de Young en función de la densidad aparente (símbolos blancos - seca; símbolos azules - húmeda) (datos disponibles en la Tabla 7.2). . . . .	97
7.14. Resistencia a la compresión uniaxial de cada muestra en función de su porosidad conectada. a) Los colores corresponden a la categorización de las muestras: lava (triángulos hacia abajo, color naranja), lava diktytaxítica (triángulos hacia arriba, color amarillo), brecha (triángulos hacia la izquierda, color azul) y toba (triángulos hacia la derecha, color violeta). b) Los colores representan el porcentaje en peso de fases sulfurosas. c) Los colores reflejan el porcentaje en peso de fases amorfas. d) Los colores indican el porcentaje en peso de minerales secundarios. . . . .	97
7.15. a) Radiografía de muones de densidad media, $\langle\rho\rangle$ , vista desde el a) este b) oeste. Los ejes de observación del detector se encuentran representados por líneas grises. La radiografía se encuentra graficada sobre la topografía. Se realiza una interpolación utilizando el método del vecino más cercano para tener en cuenta la resolución angular de los ejes de observación. . . . .	98

- 7.16. a) Cociente entre el error en la radiografía de muones y la radiografía misma,  $\frac{\sigma(\langle\rho\rangle)}{\langle\rho\rangle}$ , vista desde el a) este b) oeste. Los ejes de observación del detector se encuentran representados por líneas grises. Los valores se encuentran graficados sobre la topografía. Se realiza una interpolación utilizando el método del vecino más cercano para tener en cuenta la resolución angular de los ejes de observación. . . . . 99
- 7.17. a) Radiografía de muones de densidad media,  $\langle\rho\rangle$ , vista desde el este b) Espesor de roca,  $L$ , en cada eje de observación, visto desde el este. Los ejes de observación del detector se encuentran representados por líneas grises. La radiografía se encuentra graficada sobre la topografía. Se realiza una interpolación utilizando el método del vecino más cercano para tener en cuenta la resolución angular de los ejes de observación. c)  $L$  vs  $\langle\rho\rangle$  scatter plot. Los diferentes colores (azul, rojo, amarillo, verde y blanco) definen distintas regiones en a). . . . . 99
- 7.18. Fotos del volcán Copahue: a) flanco este, b) flanco sur, y c) flanco este visto desde el cráter. Las líneas discontinuas indican a) coladas de lava, b) hielo y c) ceniza. . . . . 100
- 7.19. Radiografía de muones de densidad media,  $\langle\rho\rangle$ , a varias alturas por encima del detector de muones,  $\Delta h$ . Las alturas  $\Delta h$  para cada imagen son 70.5, 145.5, 220.5, 295.5 y 370.5 m. Se realiza una interpolación utilizando el método del vecino más cercano para tener en cuenta la resolución angular de los ejes de observación. . . . . 100

# Índice de tablas

6.1. El volumen escaneado de roca $V$ , la opacidad media $\langle \varrho \rangle$ , la tasa media de muones $\langle R \rangle$ , el espesor medio de roca $\langle L \rangle$ , la densidad media $\langle \rho \rangle$ y la función de aceptación estimada $\mathcal{T}$ en cada región. Para $\langle \varrho \rangle$ , $\langle R \rangle$ , $\langle L \rangle$ y $\langle \rho \rangle$ , también se presenta la dispersión a lo largo de los ejes de observación en cada región.	68
6.2. Valores calculados de $\alpha_T$ para cada región. . . . .	69
7.1. Resultados del análisis de difracción de rayos X (EDX) sobre la composición mineralógica de las muestras, incluyendo minerales magmáticos, polimorfos de $\text{SiO}_2$ , zeolitas (analcima, chabazita), óxidos (hematita, anatasa, ilmenita, pirrotita, cromita, lepidocrocita), fases de azufre (pirita, yeso, anhidrita, epsomita, basanita, ácido sulfúrico, azufre), arcillas (caolinita, dickita, illita, montmorillonita) y fases amorfas (vidrio volcánico, ópalo). Los valores se expresan en términos de porcentaje de peso (% de peso), siendo 100 % la suma de los totales de minerales magmáticos, de polimorfos de $\text{SiO}_2$ , minerales secundarios y fases amorfas. . . . .	92
7.2. Densidad aparente seca, densidad aparente húmeda, porosidad conectada, módulo de Young y resistencia a la compresión uniaxial de las muestras de roca. Al menos dos mediciones se realizaron por muestra. . . . .	96



# Capítulo 1

## Resumen

La muografía es un método geofísico no invasivo que mide la absorción de muones para inferir la distribución de densidad de masa de cuerpos geológicos. Además, al realizar mediciones continuas, la muografía permite estudiar la variación del flujo de muones a través de diferentes regiones de cuerpos geológicos a lo largo del tiempo.

En esta tesis, desarrollamos nuevas aplicaciones de la muografía en geofísica, abordando tanto el desarrollo metodológico como el procesamiento y análisis de datos en dos experimentos: en el Laboratorio de Rocas Subterráneo de Mont Terri (Suiza) y en el volcán Copahue (Argentina/Chile). En este contexto, estimamos numéricamente el flujo de muones a cielo abierto mediante simulaciones Monte Carlo utilizando el código CORSIKA, considerando factores como el campo magnético terrestre y características atmosféricas locales. Estos resultados son particularmente relevantes para experimentos a grandes altitudes. Este trabajo fue publicado en una revista científica internacional revisada por pares.

El experimento en Mont Terri permitió el desarrollo de la muografía en geociencias. Encontramos que las variaciones de temperatura atmosférica influyen significativamente en las mediciones subterráneas. En consecuencia, propusimos una metodología para corregir este efecto y estimamos las variaciones en el almacenamiento de agua subterránea en el sitio. Estos resultados fueron objeto de dos publicaciones en revistas científicas internacionales revisadas por pares.

En el volcán Copahue, realizamos la primera radiografía de muones en un volcán de un país americano. Este estudio permitió mapear contrastes de densidad, revelando estructuras de coladas de lava, ceniza y hielo, corroboradas con imágenes satelitales y observaciones in situ. Además, recolectamos muestras de roca representativas del rango de alteración hidrotermal para su estudio en laboratorio. Estos resultados serán presentados en una publicación en una revista científica internacional revisada por pares.

Los desarrollos presentados en esta tesis expanden el campo de aplicación de la muografía, mostrando su potencial para mejorar la comprensión de procesos geofísicos en contextos diversos.



## Capítulo 2

# Introducción

En el estudio de cuerpos geológicos, la caracterización de la estructura interna y la dinámica del subsuelo mediante métodos no invasivos es fundamental, especialmente en contextos donde el acceso es limitado y/o peligroso, como en los volcanes activos. Los métodos geofísicos tradicionales requieren tiempos prolongados de adquisición de datos, lo que dificulta su repetición periódica y, por ende, su uso en el monitoreo temporal de sistemas volcánicos. Esta limitación es particularmente desventajosa en el caso de los sistemas hidrotermales volcánicos, debido a su alto dinamismo y los peligros asociados (Siebert et al., 2011). Además, las observaciones locales de indicadores del sistema, como la temperatura y los parámetros geoquímicos, no siempre pueden garantizarse a lo largo del tiempo debido a las condiciones extremas. Incluso cuando estas mediciones están disponibles, ningún método actual permite un monitoreo en forma continua y con amplia cobertura espacial del estado interno de los sistemas hidrotermales.

En las últimas décadas, la muografía, o radiografía de muones, ha emergido en el campo de la Geofísica como una técnica innovadora para estimar la distribución de densidad de masa en cuerpos geológicos (Procureur, 2018), basada en el registro del flujo de muones que los atraviesa. La primera aplicación documentada de la muografía data de la década de 1950, cuando George (1955) utilizó un contador Geiger para estimar el espesor de hielo sobre un túnel en una mina australiana (Figura 2.1). Aunque este instrumento no permitía determinar la dirección de las partículas detectadas, sí facilitaba mediciones en distintas posiciones a lo largo del túnel, lo que permitía estudiar la variación del flujo con la posición. Posteriormente, en la década de 1960, Alvarez et al. (1970) realizaron la primera aplicación arqueológica de la muografía, utilizando un detector de partículas basado en planos de cámaras de chispas, lo cual permitía reconstruir las direcciones de las partículas detectadas, para buscar cámaras ocultas en la pirámide de Khafre en Giza, Egipto (Figura 2.2).

En 1995, Nagamine et al. (1995) demostraron cómo la detección de muones que atraviesan un volcán podía utilizarse para estudiar su estructura interna, aplicando el método



Figura 2.1: Experimento pionero en Australia dirigido por E.P. George para estimar el espesor de hielo sobre un túnel.

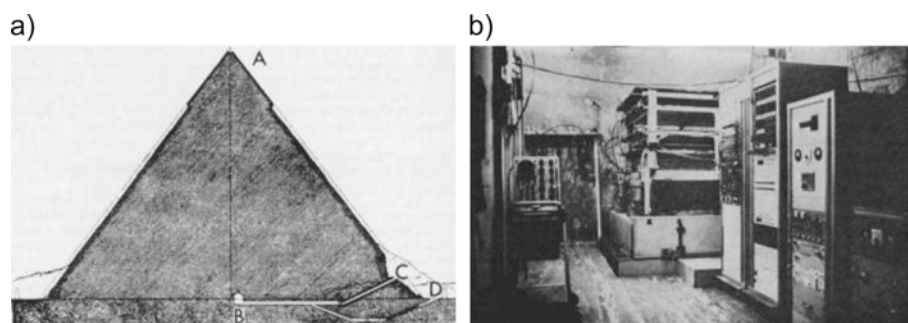


Figura 2.2: a) Esquema de una sección transversal de la pirámide de Kefrén. La cámara Belzoni está situada cerca del centro de la base del edificio (punto B). b) Foto del instrumento de detección completo en la cámara Belzoni, con los paneles de la cámara de chispas en el fondo de la foto. Imagen tomada de Alvarez et al., 1970.

al volcán Mt. Tsukuba en Japón. Siguiendo esta línea, Tanaka et al. (2007) realizaron la primera radiografía de muones del Mt. Asama, Japón, logrando discernir la localización de un cráter en su cumbre. Desde entonces, el método ha sido empleado en diversas aplicaciones en volcanología, como el estudio del proceso de desgasificación en el volcán Satsuma-Iwojima en Japón (Tanaka et al., 2009), y el cráter sur del volcán Etna (Carbone et al., 2013) y el volcán Stromboli (Tioukov et al., 2019) en Italia. En Francia, la muografía ha sido combinada con métodos eléctricos y gravimétricos para el estudio de los volcanes Puy de Dôme (Portal et al., 2013) y la Soufrière de Guadeloupe (Lesparre et al., 2012; Rosas-Carbajal et al., 2017). Además, la técnica ha encontrado aplicaciones en arqueología, minería (Beni et al., 2023), ingeniería civil, monitoreo de reactores nucleares y reservorios subterráneos de CO<sub>2</sub>, entre otros campos (Kaiser, 2018).

La muografía presenta varias ventajas clave para superar las limitaciones de la caracterización tradicional de procesos volcánicos superficiales (Rosas-Carbajal et al., 2017). En primer lugar, permite la radiografía de un cuerpo geológico de grandes dimensiones utilizando un único receptor. En segundo lugar, el funcionamiento autónomo de los detectores de muones, que requieren nulo mantenimiento durante períodos prolongados, facilita



la realización de mediciones continuas a lo largo del tiempo. Por lo tanto, el método es especialmente adecuado para caracterizar las variaciones espacio-temporales de densidad de masa relacionadas con cambios en el contenido de fluidos (Le Gonidec et al., 2019; M. L. Tramontini, 2018). Asimismo, en el ámbito de aplicaciones geofísicas, la muografía ha demostrado su potencial para el monitoreo de variaciones en el contenido de agua subterránea en acuíferos (M. Tramontini et al., 2024, Capítulo 6), así como para el seguimiento de variaciones de temperatura en la atmósfera (M. Tramontini et al., 2019, Capítulo 5).

Habiendo introducido los conceptos básicos de la muografía y sus aplicaciones, en el Capítulo 3 se presentan los fundamentos teóricos: qué son los muones, cómo es su flujo a cielo abierto, cómo interactúan con la materia y cómo es su flujo a través de la roca, además de describir el funcionamiento de un detector de muones. En el Capítulo 4 desarrollamos una metodología para calcular numéricamente el flujo de muones incidente en cualquier lugar de la Tierra mediante simulaciones Monte Carlo utilizando el código CORSIKA (COsmic Ray SIMulations for KAscade), el cual simula las cascadas atmosféricas generadas por la interacción de rayos cósmicos con la atmósfera terrestre, permitiendo estimar el flujo de muones teniendo en cuenta la altitud de observación, el perfil de temperatura de la atmósfera y el campo magnético, entre otros parámetros. Este trabajo fue publicado en una revista científica internacional revisada por pares.

El Capítulo 5 está basado en una publicación en una revista científica internacional revisada por pares, en la cual estudiamos el efecto de las variaciones de temperatura en la atmósfera en el flujo de muones registrado bajo tierra, utilizando un set de datos de un año de duración adquirido en el Laboratorio de Rocas Subterráneo de Mont Terri, Suiza. En el Capítulo 6, también basado en una publicación en una revista científica internacional revisada por pares, estudiamos la sensibilidad de la muografía a los cambios en el almacenamiento de agua subterránea, después de aplicar correcciones por los efectos atmosféricos identificados en el Capítulo 5.

En el Capítulo 7 presentamos la radiografía de muones del volcán Copahue. El capítulo comienza con una descripción de la actividad actual del volcán y de los peligros asociados. Luego, presentamos las mediciones de calibración del detector de muones realizadas en la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de la Universidad Nacional de La Plata (FCAG-UNLP), describimos como se llevó a cabo la instalación del detector en el volcán y, finalmente, presentamos los datos adquiridos junto con los resultados obtenidos. Los resultados incluyen una radiografía de densidad de masa del flanco este del volcán, acompañada de su análisis e interpretación en términos de la geología y características del sitio. Además, realizamos un análisis petrográfico, mineralógico y mecánico de muestras de roca recolectadas en el volcán. Estos resultados serán presentados en una publicación en una revista científica internacional revisada por pares.

En el Capítulo 8 presentamos las conclusiones de este trabajo, y en el Capítulo 9

se presentan propuestas para futuras investigaciones en esta temática. Finalmente, en el Apéndice A se detallan las actividades realizadas en el marco de la Tesis de doctorado, y el Apéndice B incluye tres publicaciones en revistas científicas revisadas por pares que fueron elaboradas en el contexto de este trabajo, en sus formatos e idiomas originales.

## Referencias

- Alvarez, L. W. et al. (1970). «Search for Hidden Chambers in the Pyramids: The structure of the Second Pyramid of Giza is determined by cosmic-ray absorption.» *Science* 167.3919, págs. 832-839. DOI: 10.1126/science.167.3919.832.
- Beni, T. et al. (2023). «Transmission-Based Muography for Ore Bodies Prospecting: A Case Study from a Skarn Complex in Italy». *Natural Resources Research* 32.4, págs. 1529-1547. DOI: 10.1007/s11053-023-10201-8.
- Carbone, D. et al. (2013). «An experiment of muon radiography at Mt Etna (Italy)». *Geophysical Journal International* 196.2, págs. 633-643.
- George, E. (1955). «Cosmic rays measure overburden of tunnel». *Commonwealth Engineer* 455.
- Kaiser, R. (2018). «Muography: overview and future directions». *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 377.2137, págs. 20180049. DOI: 10.1098/rsta.2018.0049.
- Le Gonidec, Y. et al. (2019). «Abrupt changes of hydrothermal activity in a lava dome detected by combined seismic and muon monitoring». *Scientific Reports* 9.1. DOI: 10.1038/s41598-019-39606-3.
- Lesparre, N. et al. (2012). «Density muon radiography of La Soufrière of Guadeloupe volcano: comparison with geological, electrical resistivity and gravity data». *Geophysical Journal International* 190.2, págs. 1008-1019.
- Nagamine, K. et al. (1995). «Method of probing inner-structure of geophysical substance with the horizontal cosmic-ray muons and possible application to volcanic eruption prediction». *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 356.2-3, págs. 585-595. DOI: 10.1016/0168-9002(94)01169-9.
- Portal, A. et al. (2013). «Inner structure of the Puy de Dôme volcano: cross-comparison of geophysical models (ERT, gravimetry, muon imaging)». *Geoscientific Instrumentation, Methods and Data Systems* 2, págs. 47-54.
- Procureur, S. (2018). «Muon imaging: Principles, technologies and applications». *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 878, págs. 169-179.
- Rosas-Carbajal, M. et al. (2017). «Three-dimensional density structure of La Soufrière de Guadeloupe lava dome from simultaneous muon radiographies and gravity data». *Geophys. Res. Lett.* 44, págs. 6743-6751. DOI: 10.1002/2017GL074285.
- Siebert, L., T. Simkin y P. Kimberly (2011). *Volcanoes of the World*. Univ of California Press.

- Tanaka, H. et al. (2007). «High resolution imaging in the inhomogeneous crust with cosmic-ray muon radiography: The density structure below the volcanic crater floor of Mt. Asama, Japan». *Earth and Planetary Science Letters* 263.1–2, págs. 104-113. DOI: 10.1016/j.epsl.2007.09.001.
- Tanaka, H. et al. (2009). «Cosmic-ray muon imaging of magma in a conduit: Degassing process of Satsuma-Iwojima Volcano, Japan». *Geophysical Research Letters* 36.1.
- Tioukov, V. et al. (2019). «First muography of Stromboli volcano». *Scientific Reports* 9.1. DOI: 10.1038/s41598-019-43131-8.
- Tramontini, M. et al. (2019). «Middle-Atmosphere Dynamics Observed With a Portable Muon Detector». *Earth and Space Science* 6.10, págs. 1865-1876. DOI: 10.1029/2019ea000655.
- Tramontini, M. et al. (2024). «Defining the sensitivity of cosmic ray muons to groundwater storage changes». *Comptes Rendus. Géoscience* 356.G1, págs. 177-194. DOI: 10.5802/crgeos.277.
- Tramontini, M. L. (2018). «Estudio de variaciones de densidad de masa en un sistema hidrotermal volcánico mediante radiografía continua de muones». Tesis de Grado. Universidad Nacional de La Plata.

## Capítulo 3

# Fundamentos teóricos

### 3.1. Los rayos cósmicos

Se denomina rayos cósmicos a la radiación cósmica primaria, es decir, a las partículas y núcleos que arriban a la Tierra provenientes de diferentes fuentes astrofísicas, como por ejemplo de supernovas. Estos rayos están constituidos principalmente por protones, y pueden ser categorizados como partículas de alta energía. Al ingresar en la atmósfera, estas partículas se ven sometidas a colisiones nucleares con núcleos de átomos y moléculas que componen el aire, principalmente nitrógeno y oxígeno. Este proceso da lugar a la generación de cascadas de partículas, conocidas como cascadas atmosféricas extensas. Estas colisiones pueden ser descritas por la interacción nuclear fuerte. El espectro de energía de los rayos cósmicos es tal que, en una fracción significativa de estas colisiones, no solo se desintegran los núcleos, sino también sus componentes, es decir, los nucleones (protones y neutrones). La correcta modelización de las colisiones más energéticas exige considerar al nucleón como un compuesto de partones (quarks y gluones). Como resultado de las colisiones de media y alta energía, se producen nuevos hadrones (partículas compuestas por quarks) que, a su vez, pueden interactuar con la atmósfera, a menos que se desintegren. Producto de esta interacción se generan partículas secundarias, en particular piones ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ) y kaones ( $K^+$ ,  $K^-$ ) cargados. Éstos decaen en muones  $\mu$  y neutrinos  $\nu$  a través de sus modos dominantes de decaimiento:  $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$  ( $\sim 99.99\%$  de las veces) y  $K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$  ( $\sim 64\%$  de las veces), donde  $\bar{\nu}$  representa a la antipartícula correspondiente al neutrino, el antineutrino. (Bonechi et al., 2020).

Una de las formas de describir el espectro de la radiación cósmica primaria es a través del flujo de partículas por energía por núcleo, definido como el número de partículas con una determinada energía que atraviesan una unidad de área por unidad de tiempo y por unidad de ángulo sólido. Alrededor del 74 % de los nucleones primarios son protones libres (hidrógeno); además, aproximadamente el 70 % del resto son nucleones vinculados a núcleos de helio (Workman et al., 2022). La Figura 3.1 muestra las principales componentes de los

rayos cósmicos en función de la energía por núcleo. La porción de baja energía del espectro está sujeta a una fuerte variabilidad debido a la actividad solar, efecto que disminuye al aumentar la energía de la partícula y se vuelve despreciable para energías superiores a algunos GeV (Grieder, 2001).

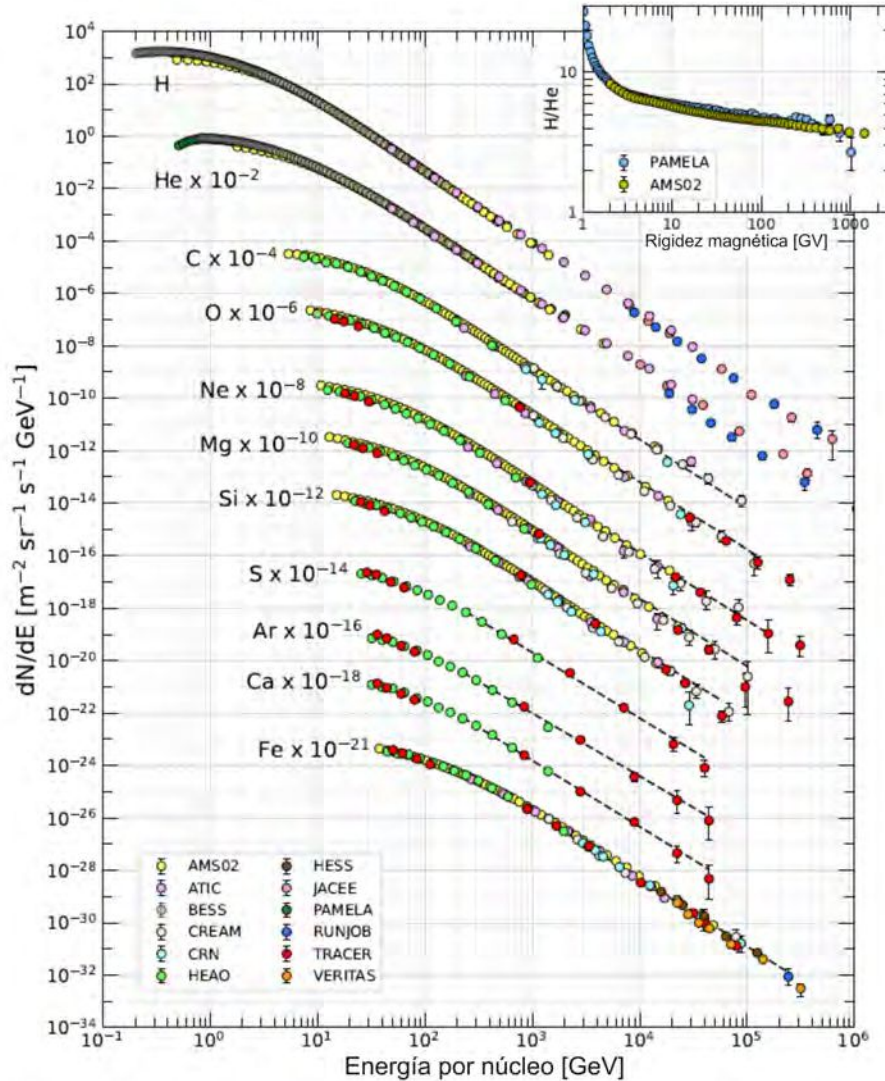


Figura 3.1: Flujo de las principales componentes de la radiación cósmica primaria en términos de partículas por energía por núcleo en función de la energía por núcleo. El recuadro muestra el cociente H/He en función de la rigidez magnética. Figura adaptada de Workman et al. (2022).

Si consideramos todos los tipos de partículas, el espectro de energía de los rayos cósmicos abarca un rango de energías extremadamente amplio. Este rango supera diez órdenes de magnitud, comenzando desde valores por debajo de 1 GeV hasta alcanzar más de  $10^{11}$  GeV (Figura 3.2). El espectro diferencial disminuye abruptamente con la energía  $E$ , siguiendo una dependencia que se ajusta a una ley de potencia  $E^{-\gamma}$ . Este espectro se caracteriza por una “rodilla” (*knee* en inglés), a unos pocos PeV ( $10^6$  GeV), donde el índice espectral  $\gamma$  experimenta un cambio de 2.7 a 3. Además, en la “segunda rodilla” (*second knee* en inglés),

a 100 PeV ( $10^8$  GeV), cambia a 3.3. Finalmente, en el “tobillo” (*ankle* en inglés), a unos pocos EeV ( $10^9$  GeV), cambia a 2.5. El espectro disminuye en gran medida por encima de unas decenas de EeV (Navas et al., 2024).

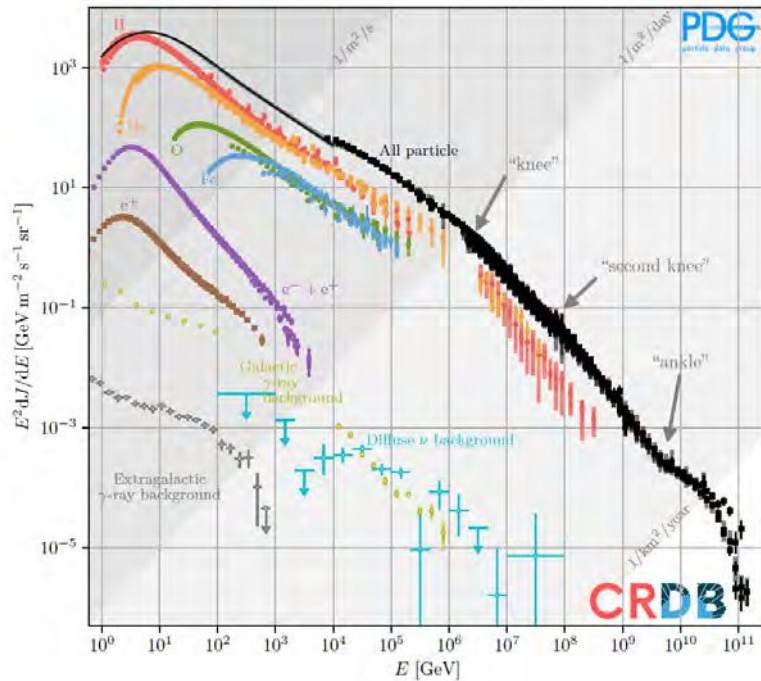


Figura 3.2: Flujo diferencial de la radiación cósmica primaria que ingresa a la atmósfera. Se presenta el flujo diferencial multiplicado por la energía cinética al cuadrado. Los flujos integrados en energía se encuentran indicados por líneas diagonales. Figura tomada de Navas et al. (2024).

### 3.2. El flujo de muones a cielo abierto

Los muones son partículas elementales similares al electrón, con una carga eléctrica de  $-1$  e y spin  $-1/2$ , pero con una masa mucho mayor. Son inestables y decaen en electrones y neutrinos a través de  $\mu^+ \rightarrow e^+ \bar{\nu}_\mu \nu_e$  y  $\mu^- \rightarrow e^- \nu_\mu \bar{\nu}_e$ . Si bien poseen una vida media de  $\tau_0 = 2.2 \mu\text{s}$  en reposo, debido a que viajan a velocidades relativistas, es decir, que viajan a velocidades cercanas a la velocidad de la luz, experimentan dilatación temporal. Consecuentemente, aumenta su tiempo de vida observado desde un sistema de referencia fijo a la Tierra,  $\tau$ , el cual resulta  $\tau = \tau_0 \times \gamma$ , donde  $\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$  es el factor de Lorentz, siendo  $v$  la velocidad de la partícula y  $c$  la velocidad de la luz.

A cielo abierto, el flujo de muones es alrededor de  $100 \text{ Hz/m}^2$ . El flujo de muones depende de la energía de las partículas y del ángulo cenital<sup>1</sup> de sus trayectorias. Gaisser (1990) propuso una parametrización del flujo diferencial de muones que se expresa de la siguiente manera:

<sup>1</sup>El ángulo cenital  $\theta$  se mide respecto de la vertical y es, por lo tanto, complementario a la inclinación.  $\theta = 0^\circ$  corresponde a la dirección vertical y  $\theta = 90^\circ$  a la dirección horizontal.

$$\Phi_G(E_0, \theta) = A_G E_0^{-\gamma} P_G(E_0, \theta) \quad [\text{GeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1}], \quad (3.1)$$

donde  $A_G = 0.14 \text{ GeV}^{1.7} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1}$  es un factor de normalización,  $\gamma = 2.7$  es el índice de potencia,  $E_0$  es la energía de los muones al nivel del mar y  $P_G(E, \theta)$  representa la producción de muones a partir de las partículas primarias, piones y kaones.

El modelo de Gaisser no tiene en cuenta la curvatura de la Tierra, lo que limita su validez a ángulos cenitales menores a  $60^\circ$ . Para incorporar la curvatura terrestre, se reemplaza el ángulo  $\theta$ , que representa la dirección de propagación del muon a la altitud de detección, por  $\theta^*$ , el cual corresponde a la altitud de producción. Ambos ángulos se relacionan mediante:

$$\cos(\theta^*) = \sqrt{1 - \frac{1 - (\cos(\theta))^2}{(1 + \frac{H_{atm}}{R_T})^2}}, \quad (3.2)$$

donde  $H_{atm} \approx 32 \text{ km}$  es la altitud de producción de los muones para ángulos elevados, y  $R_T \approx 6370 \text{ km}$  es el radio de la Tierra. Para ángulos menores a  $60^\circ$  resulta  $\theta \simeq \theta^*$ .

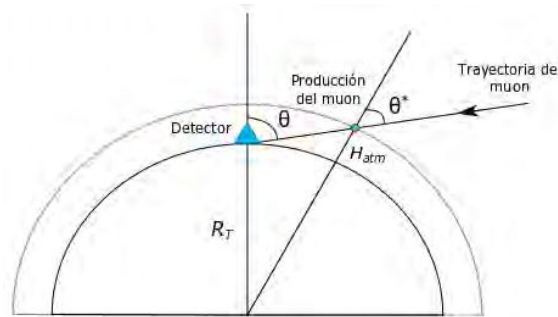


Figura 3.3: Los ángulos cenitales  $\theta$  y  $\theta^*$  corresponden a la dirección de propagación respecto de la altura de detección y a la dirección de propagación respecto de la altura de producción del muon, respectivamente. Figura tomada de Tramontini (2018).

Otra limitación del modelo propuesto por Gaisser es que no tiene en cuenta la atenuación del flujo en la atmósfera debido a la desintegración y a la pérdida de energía de los muones. Por este motivo, y con el fin de mejorar la precisión del modelo, se modificaron ligeramente los parámetros y se agregó un factor a la Ecuación (3.1) (Dar, 1983; Caffau et al., 1997; Tang et al., 2006), resultando la denominada fórmula modificada de Gaisser:

$$\Phi_G(E_0, \theta) = A_G \hat{E}^{-\gamma} P_G(\hat{E}, \theta^*) W_G(\bar{E}, \theta^*) \quad [\text{GeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1}], \quad (3.3)$$

donde  $W_G(\bar{E}, \theta^*)$  es la probabilidad de los muones de llegar al nivel del mar debido a la desintegración de los mismos a través de la atmósfera,  $\hat{E}$  es la energía inicial del muon al momento de su producción y  $\bar{E}$  es su energía media en la atmósfera. La sustitución de la energía del muon al nivel del mar permite tener en cuenta la pérdida de energía de los muones durante su propagación en la atmósfera. Las energías  $E_0$ ,  $\hat{E}$  y  $\bar{E}$  se relacionan



mediante  $\hat{E} = E_0 + \Delta E$  y  $\bar{E} \simeq E_0 + \frac{\Delta E}{2}$ , donde  $\Delta E$  corresponde a la pérdida de energía a través de la atmósfera.  $\Delta E$  puede ser aproximada mediante  $\Delta E = a_{atm} \left( \frac{\varrho_F}{\cos \theta^*} - \varrho_0 \right)$ , donde  $a_{atm} \simeq 2 \text{ MeV cm}^2 \text{ g}^{-1}$  representa la pérdida de energía por ionización en la atmósfera para muones cuya energía es alrededor de 50 GeV (Bichsel et al., 2010). En estas expresiones,  $\varrho_F = 1030 \text{ g cm}^{-2}$  es la opacidad de la atmósfera a nivel del mar en incidencia vertical y  $\varrho_0 = 120 \text{ g cm}^{-2}$  es la opacidad media entre la altitud de entrada en la atmósfera de la partícula primaria y la altitud de producción de los muones (Tang et al., 2006).

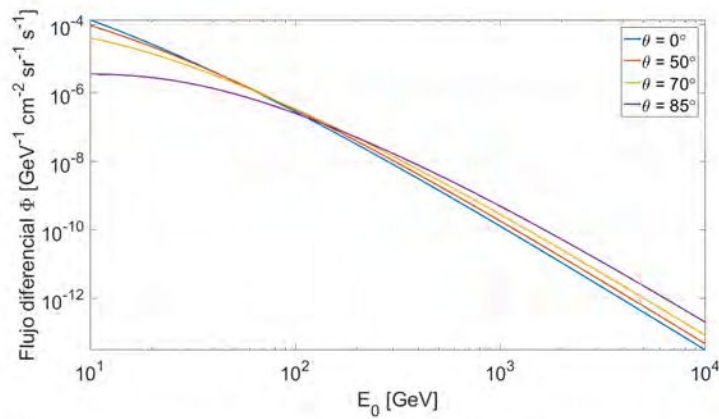


Figura 3.4: Flujo diferencial en función de la energía del muon al nivel del mar, para diferentes ángulos cenitales. Figura tomada de Tramontini (2018).

La producción de muones a partir de las partículas primarias –piones y kaones– varía con la energía inicial de los muones  $\hat{E}$  y el ángulo cenital  $\theta^*$  según:

$$P_G(\hat{E}, \theta^*) = \frac{b_{\pi\mu} \mathcal{A}_{\pi\mu}}{1 + \frac{1.1 \hat{E} \cos \theta^*}{\epsilon_\pi}} + \frac{b_{K\mu} \mathcal{A}_{K\mu}}{1 + \frac{1.1 \hat{E} \cos \theta^*}{\epsilon_K}}, \quad (3.4)$$

donde  $b_{\pi\mu} = 1$  y  $b_{K\mu} = 0.635$  son las relaciones de ramificación<sup>2</sup> de los piones y kaones en muones.  $\mathcal{A}_{\pi\mu} = 1$  y  $\mathcal{A}_{K\mu} = 0.085$  son constantes físicas.  $\epsilon_\pi = 115 \text{ GeV}$  y  $\epsilon_K = 850 \text{ GeV}$  son las energías críticas<sup>3</sup> correspondientes a los piones y kaones, respectivamente (Kellogg et al., 1978). La producción de muones expresada por la Ecuación (3.4) es adimensional, y es inversamente proporcional a la energía inicial de los muones  $\hat{E}$  y al coseno del ángulo cenital  $\theta^*$ .

La probabilidad de los muones de alcanzar el nivel del mar antes de desintegrarse en su paso por la atmósfera es expresada por la función  $W$  (Dar, 1983), dependiente de la energía media de los muones en la atmósfera  $\bar{E}$  y del ángulo cenital  $\theta^*$ . La función es adimensional y se ve afectada por la opacidad de la atmósfera que los muones atraviesan:

<sup>2</sup>Probabilidad de que una partícula inestable se desintegre de una determinada manera. Por ejemplo, los kaones pueden desintegrarse en muones o en piones, la probabilidad de que se desintegren en muones es 0.635.

<sup>3</sup>Energía a la cual la pérdida de energía por ionización es igual a la pérdida de energía por radiación

$$W_G(\bar{E}, \theta^*) = \left( \frac{\varrho_0 \cos \theta^*}{\varrho_F} \right) \frac{\gamma_\mu^{-1}}{\cos \theta^* \bar{E}}, \quad (3.5)$$

donde  $\gamma_\mu^{-1} \simeq 1.04$  GeV.

Se puede observar en la Figura 3.5a que la producción de muones en incidencia vertical varía en tres órdenes de magnitud entre 10 GeV y  $10^5$  GeV. Para una energía dada, la producción de muones con trayectoria cercana a la horizontal ( $\theta^* = 90^\circ$ ) es más elevada que para los de trayectoria vertical. En la Figura 3.5b, puede verse que la probabilidad de los muones de alcanzar el nivel del mar aumenta con la energía de la partícula; todos los muones cuya energía inicial sea superior a 300 GeV tendrán más de 90% de probabilidad de lograrlo. Debido a que los muones de trayectoria inclinada deben recorrer una mayor distancia en la atmósfera que aquellos de trayectoria vertical, poseen más oportunidades de interactuar con la misma y, en particular para muones de bajas energías, menor probabilidad de supervivencia.

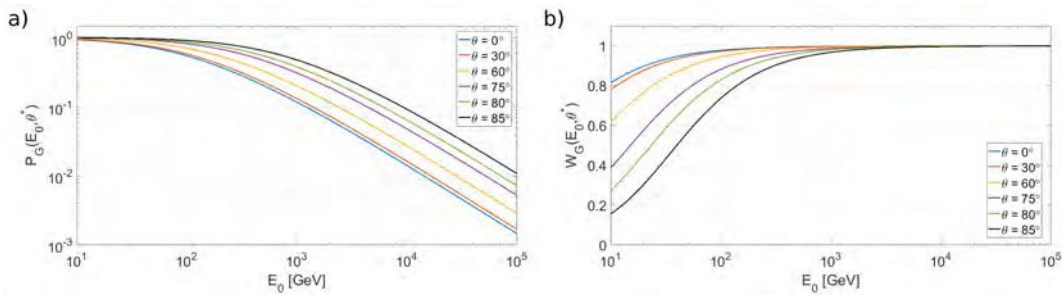


Figura 3.5: a) Producción de muones calculada a partir de la Ecuación (3.4). b) Probabilidad de los muones de alcanzar el nivel del mar, calculada a partir de la Ecuación (3.5). Figura adaptada de Tramontini (2018).

El fenómeno de desintegración observado para energías inferiores a 1 TeV pierde importancia a medida que las energías aumentan. En efecto, mientras más elevada sea la energía de un muon, menor será su probabilidad de interactuar con la atmósfera. Por otro lado, la producción de muones aumenta con el ángulo cenital, volviéndose predominante a partir de 1 TeV, ya que la reducción del flujo debido a la interacción con la atmósfera no compensa su producción. Como puede observarse en la Figura 3.6, este fenómeno produce un cruce de las curvas del flujo diferencial de muones para energías en torno a 100 GeV, y, a partir de 1 TeV, el flujo es mayor en la dirección horizontal.

### 3.3. El flujo de muones a través de la materia

Los muones pierden energía en su paso por la materia principalmente debido a dos tipos de procesos: ionización y radiación (Grieder, 2001). Por un lado, la ionización implica una sucesión continua de interacciones de Coulomb con electrones atómicos. Este proceso es

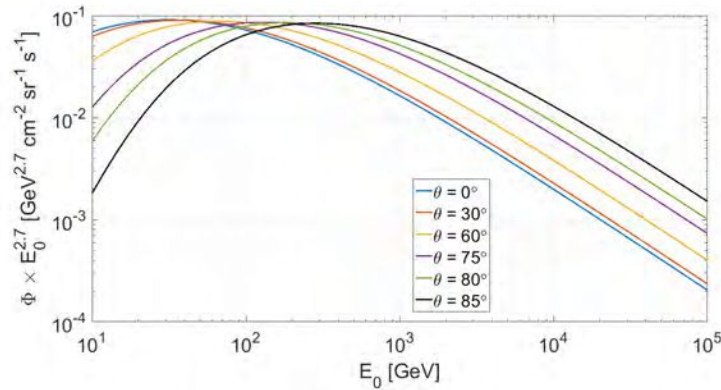


Figura 3.6: Flujo diferencial de muones multiplicado por  $E_0^{2.7}$ , en función de la energía al nivel del mar. Calculado a partir de la Ecuación (3.3). Figura tomada de Tramontini (2018).

dominante para muones con energías menores a  $\sim 500$  GeV. Por otro lado, los procesos de radiación se componen de tres fenómenos: la radiación de frenado o bremsstrahlung<sup>4</sup>, la producción de pares electrones-positrones y las interacciones fotonucleares. Estos procesos comienzan a dominar a partir de un valor de energía característico, denominado energía crítica  $E_c \simeq 700$  GeV. En este punto, las pérdidas de energía por ionización son del mismo orden que las pérdidas por radiación.

La radiación de frenado es un tipo de interacción electromagnética que se produce entre una partícula cargada y un núcleo atómico. En este proceso, la partícula cargada es desacelerada por el campo electromagnético del núcleo, lo que resulta en la emisión de fotones. La producción de pares electrones-positrones es un tipo de interacción magnética producida por fotones Bremsstrahlung de alta energía, con  $E > 2m_e$  que corresponde a la energía mínima requerida para la creación de ambas partículas. La interacción fotonuclear ocurre cuando un fotón Bremsstrahlung de alta energía interactúa con el núcleo de un átomo, provocando la emisión de neutrones, protones o fotones. A través de estos procesos de radiación, el muon pierde energía de manera discreta, a diferencia de las pérdidas continuas que se producen en el caso de la ionización.

La cantidad de materia encontrada por los muones a lo largo de su trayectoria recibe el nombre de opacidad, y se define como:

$$\varrho(L) = \int_L \rho(\xi) d\xi = \bar{\rho} \times L, \quad (3.6)$$

donde  $\rho$  es la densidad del medio,  $\xi$  es la coordenada medida a lo largo de la trayectoria de longitud  $L$  y  $\bar{\rho}$  es la densidad media a lo largo de la trayectoria. En la práctica,  $\varrho$  es frecuentemente expresada en  $\text{hg cm}^{-2}$ , unidad que corresponde a 1 metro equivalente de agua (mwe, por sus siglas en inglés). Otra unidad útil para  $\varrho$  es  $2.65 \text{ hg cm}^{-2}$ , correspondiente a metros equivalentes de roca estándar (msre, por sus siglas en inglés).

<sup>4</sup>Del alemán "bremsen": frenar y "Strahlung": radiación

La pérdida de energía por unidad de opacidad se puede expresar de forma genérica como:

$$-\frac{dE}{d\rho} = \underbrace{a(E)}_{\text{ionización}} + \underbrace{b(E) \times E}_{\text{radiación}}, \quad (3.7)$$

donde  $a(E)$  y  $b(E)$  son funciones que representan las pérdidas de energía por ionización y por radiación, respectivamente.  $b \equiv b_{\text{brems}} + b_{\text{pair}} + b_{\text{nucl}}$ ; las expresiones y valores de estos parámetros se pueden encontrar en Groom et al. (2001).

La pérdida de energía por ionización es descrita por la ecuación de Bethe-Bloch (Groom et al., 2001):

$$a(E) = K \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \left( \frac{2 m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 Q_{\text{max}}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} + \frac{1}{8} \frac{Q_{\text{max}}^2}{(\gamma M c^2)^2} \right] + \Delta \left| \frac{dE}{dx} \right|, \quad (3.8)$$

donde  $K$  es una constante de proporcionalidad,  $Z$  y  $A$  son los números atómicos y números másicos de los átomos del medio, respectivamente,  $\gamma$  es el factor de Lorentz,  $I$  es el potencial de ionización del medio,  $\delta$  es un factor correctivo que tiene en cuenta la densidad del medio,  $Q_{\text{max}}$  es la máxima energía cinética de retroceso del electrón posible durante una colisión entre partículas de masa  $M$ . El término  $\Delta \left| \frac{dE}{dx} \right|$  representa una corrección de alta energía que tiene en cuenta la emisión de fotones a través del Bremsstrahlung de electrones atómicos. Las expresiones y valores de estos parámetros se pueden encontrar en Groom et al. (2001). En la Figura 3.7 se muestran las diferentes contribuciones a la pérdida de energía.

Conociendo la pérdida de energía de los muones durante su paso a través de la roca, es posible determinar la energía mínima inicial,  $E_{\text{min}}$ , que deberá tener un muon para lograr atravesar una determinada opacidad de roca  $\rho$  y lograr alcanzar el detector de muones.  $E_{\text{min}}$  se encuentra resolviendo:

$$E_{\text{min}} - \int_0^\rho \frac{dE}{d\rho} d\rho = E_\mu, \quad (3.9)$$

donde  $E_\mu = 0.10566$  GeV es la energía del muon en reposo. En la Figura 3.8 se puede observar las energías mínimas que deberán tener los muones para lograr atravesar distintos espesores de roca estándar.

El flujo diferencial se define como la cantidad de partículas por unidad de energía, área, ángulo sólido y tiempo. Sin embargo, los detectores de muones que utilizamos en este trabajo no tienen la capacidad de medir la energía de las partículas que detectan. Por lo tanto, el flujo observado debe ser comparado con el modelo de flujo diferencial integrado sobre la energía. Dado que únicamente las partículas con una energía  $E_{\text{min}}(\rho)$ , dada por la Ecuación (3.9), serán capaces de atravesar la totalidad de la roca, el flujo integral de

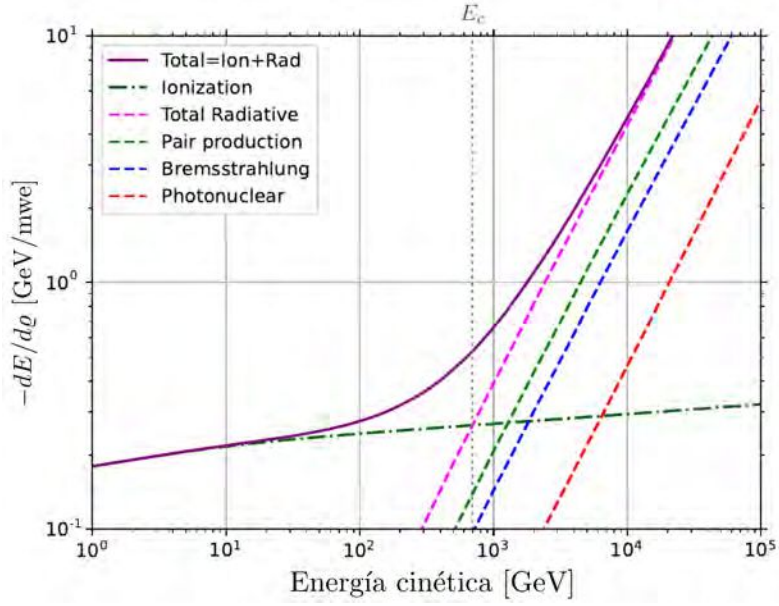


Figura 3.7: Pérdidas de energía por ionización (línea punteada y a trazos) y radiación (líneas a trazos), y pérdida de energía total (línea continua) de los muones a través de la materia en función de sus energías, para una roca estándar ( $Z = 11$ ,  $A = 22$ ,  $\rho = 2.65 \text{ g cm}^{-3}$ ). La energía crítica  $E_c$  se encuentra marcada con una línea vertical punteada de color gris. Para una roca estándar  $E_c^{rs} = 693 \text{ GeV}$ . Figura adaptada de Bajou (2023).

muones,  $I$ , luego de atravesar la roca es:

$$I(\varrho, \theta) = \int_{E_{min}(\varrho)}^{\infty} \Phi_G(E_0, \theta) dE_0 \quad [cm^{-2} sr^{-1} s^{-1}]. \quad (3.10)$$

En la Figura 3.9 se puede observar de manera explícita la dependencia del flujo observado con la opacidad de la roca atravesada a través de  $E_{min}(\varrho)$ .

### 3.4. Los detectores de muones

Los detectores de muones utilizados están equipados con tres matrices cuadradas de 80 cm de lado. Cada matriz está constituida por  $N_x$  y  $N_y$  barras de centelleadores horizontales y verticales, respectivamente, cuyas intersecciones definen  $N_x \times N_y$  píxeles de  $d$  centímetros de lado (Figura 3.10). La distancia entre la matriz delantera y la matriz trasera,  $D$ , se ajusta según los requerimientos particulares de cada experimento. Adicionalmente, entre la matriz delantera y la matriz central se encuentra un blindaje de acero de 10 cm de espesor.

El ángulo sólido total  $\Omega$  que cubren los detectores, así como la resolución angular  $\delta\Omega$ , dependen de diversos factores, incluyendo el número de píxeles  $N_x \times N_y$ , su tamaño  $d$  y la distancia  $D$  entre la matriz delantera y la matriz trasera.  $\delta\Omega$  cubre todas las trayectorias capaces de atravesar un par determinado de píxeles  $\{P_{i,j}^D, P_{k,l}^T\}^5$ .

<sup>5</sup> $P_{i,j}^D$  corresponde al píxel perteneciente a la matriz delantera y  $P_{k,l}^T$  el perteneciente a la matriz trasera, donde  $i, k = 1, \dots, N_x$  y  $j, l = 1, \dots, N_y$ .

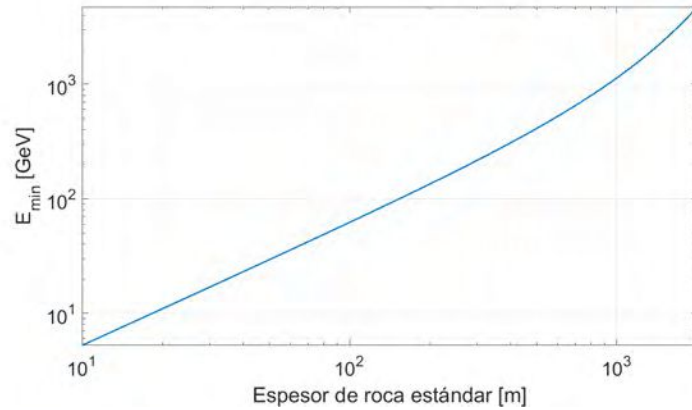


Figura 3.8: Energía mínima  $E_{min}$  en función del espesor de roca estándar, obtenida resolviendo la Ecuación 3.9. Figura tomada de Tramontini (2018).

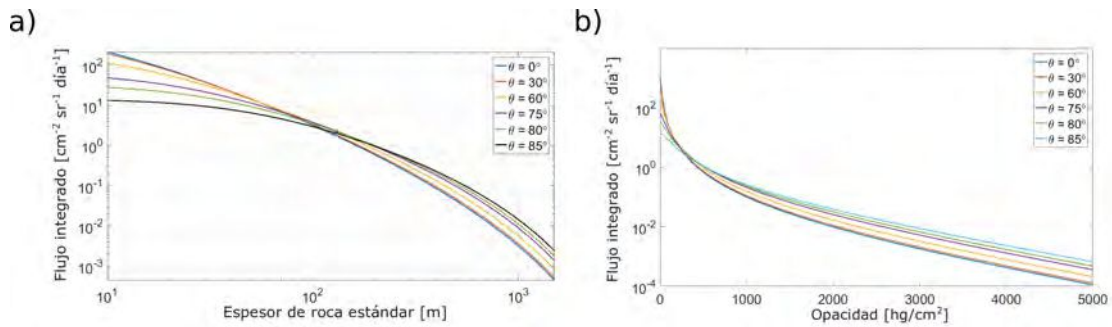


Figura 3.9: Flujo integrado,  $I[\rho, \theta]$ , para diferentes ángulos cenitales, a) en función del espesor de roca estándar, b) en función de la opacidad. Figura adaptada de Tramontini (2018).

Cuando una partícula cargada atraviesa el centelleador, genera fotones en el espectro ultravioleta. Estos fotones son recolectados por una fibra óptica WLS (WaveLength Shifting) que los absorbe y los re-emite en el espectro verde mediante fluorescencia<sup>6</sup> (ver Figura 3.11). El centelleador se encuentra recubierto con una pintura reflectiva, compuesta de dióxido de titanio  $TiO_2$ , lo que limita las pérdidas e impide la transmisión de la señal óptica de una barra de centelleador a otra. Posteriormente, la fibra óptica dirige la luz verde hacia el fotomultiplicador (PMT, por sus siglas en inglés) donde se realiza la detección de los fotones.

De esta forma, se puede identificar cuáles fueron los píxeles que atravesó la partícula y, a partir de estos, determinar la trayectoria de la misma. Debido a las dimensiones de los detectores respecto a las distancias recorridas por las partículas, se utiliza la aproximación puntual. Esta aproximación permite considerar a los detectores como un punto y a las trayectorias de los muones como rectas. Los eventos cuyos pares de píxeles compartan la misma posición relativa,  $\{m = i - k, n = j - l\}$ <sup>7</sup>, tendrán la misma dirección aparente

<sup>6</sup>La fluorescencia es la propiedad que tienen algunas sustancias de absorber energía en forma de radiación electromagnética y luego emitir parte de esa energía con una longitud de onda diferente.

<sup>7</sup>Los índices  $i$  y  $j$  corresponden a la matriz delantera y los índices  $k$  y  $l$  corresponden a la matriz trasera.

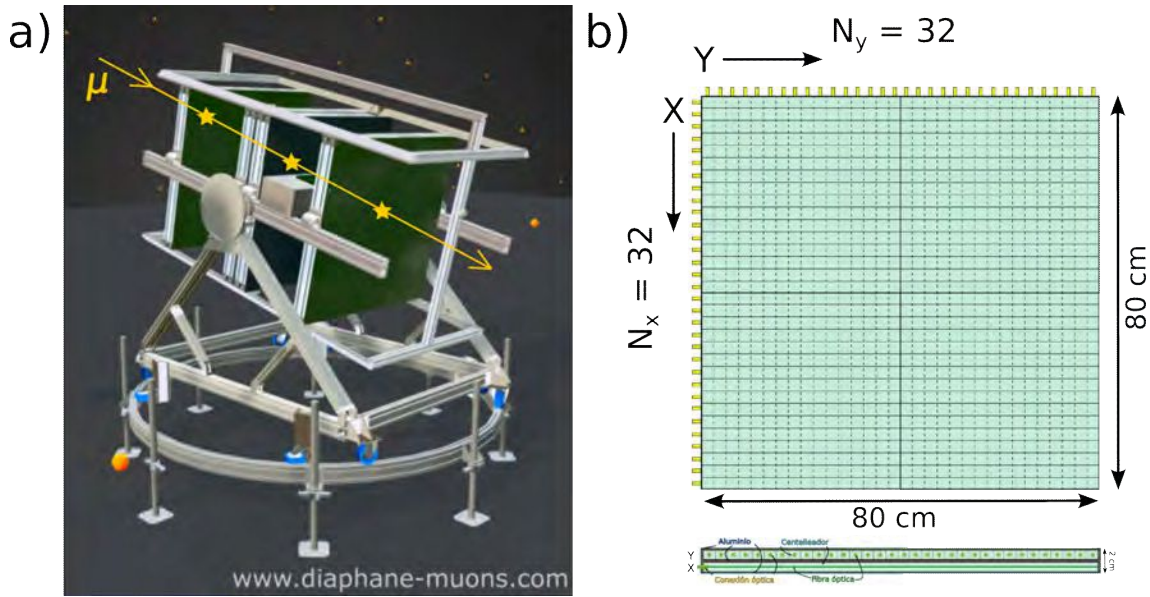


Figura 3.10: a) Esquema de un detector de muones. Las trayectorias de los muones (recta amarilla) son recuperadas a partir de los píxeles disparados (estrellas amarillas). b) Vista esquemática de una matriz de  $32 \times 32$  píxeles. Figura adaptada de Jourde (2015)

$\bar{r}_{m,n}$  y serán considerados pertenecientes a la misma trayectoria. A estos eventos les será asignado el mismo  $\delta\Omega(\bar{r}_{m,n})$ . La dirección  $\bar{r}_{0,0}$  es normal a las matrices y corresponde a  $N_{0,0} = N_x \times N_y$  pares de píxeles homólogos  $\{P_{i,j}^D, P_{i,j}^T\}$ . Para  $\bar{r}_{m,n}$  con  $\{m,n\} \neq \{0,0\}$ ,  $N_{m,n} < N_{0,0}$ , y cuanto mayor sea la diferencia entre  $m$  y  $n$ , menor será  $N_{m,n}$ . Como consecuencia, las direcciones cercanas a  $\bar{r}_{0,0}$  tendrán asociadas un área de detección  $S$  mayor que las más alejadas<sup>8</sup>. Un detector equipado con matrices de  $N_x \times N_y$  píxeles tendrá  $(2N_x - 1) \times (2N_y - 1)$  direcciones discretas  $\bar{r}_{m,n}$  abarcando el ángulo sólido  $\Omega$ , el cual será mayor mientras menor sea la distancia  $D$  entre las matrices.

La Función de Aceptación se define como el producto del área de detección por la resolución angular en una dirección específica  $\bar{r}_{m,n}$ :

$$\mathcal{T}(\bar{r}_{m,n}) = S(\bar{r}_{m,n}) \times \delta\Omega(\bar{r}_{m,n}) , \quad (3.11)$$

donde  $S$  representa el área de detección. Esta función cuantifica la eficiencia del detector para la detección de muones en diferentes direcciones de observación. A modo de ejemplo, un detector equipado con matrices compuestas de  $N_x = 32$  y  $N_y = 32$  barras de centelleadores horizontales y verticales, respectivamente, cuenta con  $(2N_x - 1) \times (2N_y - 1) = 3969$  direcciones discretas de observación  $\bar{r}_{m,n}$ , las cuales se denominan ejes de observación del detector. Como puede verse en la Figura 3.12, considerando además una distancia entre la

Por lo que  $m = -N_x + 1, \dots, N_x - 1$  y  $n = -N_y + 1, \dots, N_y - 1$ .

<sup>8</sup>Para una dada dirección  $\bar{r}_{m,n}$ , el área de detección  $S(\bar{r}_{m,n})$  queda determinada por el tamaño del píxel  $d$  y por la cantidad de pares de píxeles con los mismos  $m$  y  $n$ ,  $N_{m,n}$ . Es la superficie del detector involucrada en la detección de una dada dirección aparente.

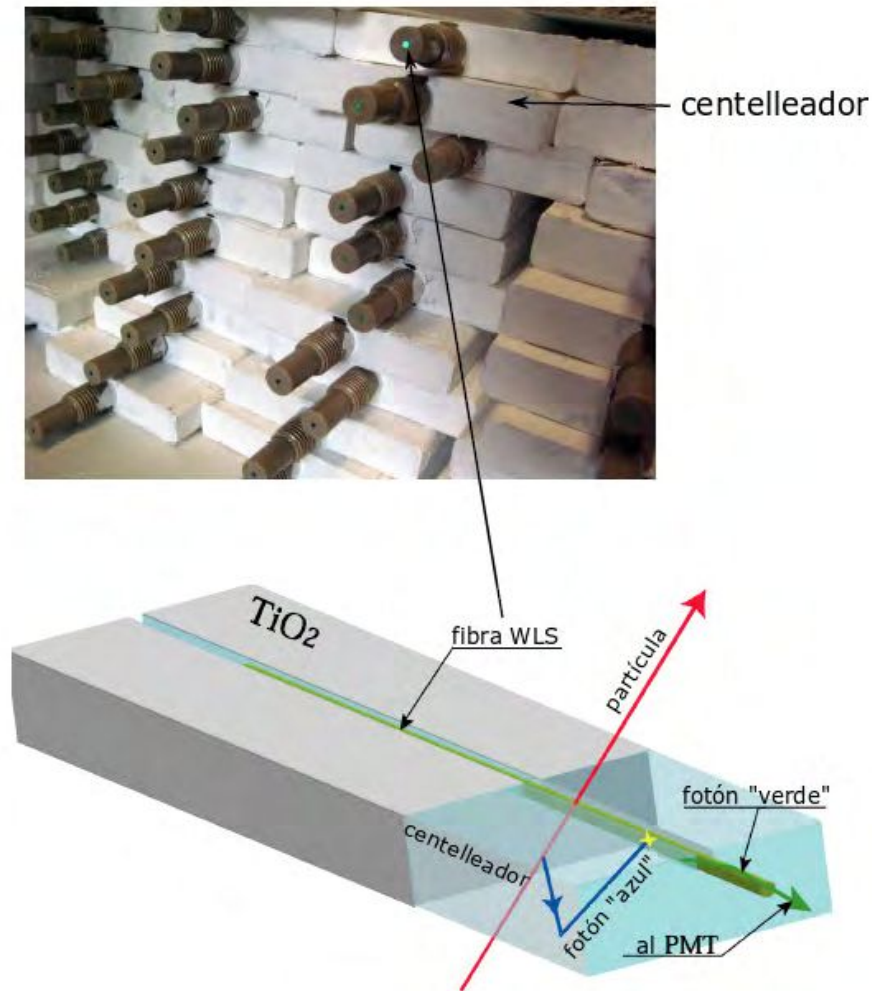


Figura 3.11: Señal de centelleo. Arriba: Barras de centelleadores apiladas antes de ser ensambladas para formar una matriz. Abajo: Esquema de la generación de la señal de centelleo producida por una partícula ionizante (fotón "azul") después de su absorción y conversión en una señal óptica visible (fotón "verde") por la fibra óptica WLS. Figura tomada de Tramontini (2018).

matriz delantera y la matriz trasera  $D = 140$  cm, la apertura angular total del instrumento es aproximadamente  $\pm 20^\circ$ . La Función de Aceptación  $\mathcal{T}(\bar{r}_{m,n})$  alcanza un valor máximo de  $\simeq 2$  cm<sup>2</sup> sr en la dirección normal  $\bar{r}_{0,0}$ , y se aproxima a cero en las direcciones que se desvían de esta. Por lo tanto, es importante tener en cuenta este efecto al calcular el flujo observado.



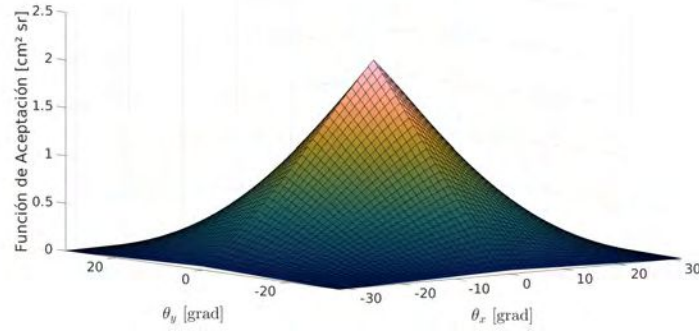


Figura 3.12: Función de Aceptación  $\mathcal{T}$  en función de la dirección  $\bar{r}_{m,n}$ , para un detector de muones de  $N_x = 32$  y  $N_y = 32$  barras de centelleadores horizontales y verticales, respectivamente, y una distancia entre la matriz delantera y la matriz trasera de 140 cm. El máximo en el centro corresponde a la dirección  $\bar{r}_{0,0}$  perpendicular a las matrices de detección.

A partir de la modelización del flujo de muones incidente, la opacidad atravesada y la capacidad de detección de los detectores de muones, es posible estimar la cantidad de muones detectados  $N$  durante un período de adquisición  $\Delta T$  mediante:

$$N(\varrho) = \Delta T \times \mathcal{T} \times I(\varrho) . \quad (3.12)$$

## Referencias

- Bajou, R. (2023). «Progress in three-dimensional muon tomography towards a better characterization of the hydrothermal activity of La Soufrière de Guadeloupe volcano». Tesis doct. Université Paris Cité.
- Bichsel, H., D. E. Groom y S. R. Klein (2010). «Passage of particles through matter». *Physics Letters B*.667, págs. 267-280.
- Bonechi, L., R. D'Alessandro y A. Giammanco (2020). «Atmospheric muons as an imaging tool». *Reviews in Physics* 5, pág. 100038. DOI: 10.1016/j.revip.2020.100038.
- Caffau, E., F. Coren y G. Giannini (1997). «Underground cosmic-ray measurement for morphological reconstruction of the Grotta Gigante natural cave». *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*.385, págs. 480-488.
- Dar, A. (1983). «Atmospheric Neutrinos, Astrophysical Neutrons and Proton-Decay Experiments». *Physical Review Letters* 51.3, págs. 227-230.
- Gaisser, T. K. (1990). *Cosmics Rays and Particle Physics*. Cambridge University Press.
- Grieder, P. (2001). *Cosmics Rays at Earth: researchers reference manual and data book*. Elsevier.
- Groom, D. E., N. V. Mokhov y S. I. Striganov (2001). «Muon stopping power and range tables 10 MeV-100 TeV». *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 78.2, págs. 183-356. DOI: 10.1006/adnd.2001.0861.
- Jourde, K. (2015). «Un nouvel outil pour mieux comprendre les systèmes volcaniques: la tomographie par muons, application à la Soufrière de Guadeloupe». Tesis Doctoral. Institut de Physique du Globe de Paris (IPGP).
- Kellogg, R., K. Kasha y R. Larsen (1978). «Momentum spectra, charge ratio and zenithal dependence of cosmic-ray muons». *Physical Review D* 17.1, págs. 98-113.
- Navas, S. et al. (2024). «Review of Particle Physics». *Physical Review D* 110.3. DOI: 10.1103/physrevd.110.030001.
- Tang, A. et al. (2006). «Muon Simulations for Super-Kamiokande, KamLAND and CHOOZ». *arXiv:hep-ph/0604078*.
- Tramontini, M. L. (2018). «Estudio de variaciones de densidad de masa en un sistema hidrotermal volcánico mediante radiografía continua de muones». Tesis de Grado. Universidad Nacional de La Plata.
- Workman, R. L. et al. (2022). «Review of Particle Physics». *Progress of Theoretical and Experimental Physics* 2022.8. DOI: 10.1093/ptep/ptac097.

## Capítulo 4

# Simulación numérica del flujo de muones en la atmósfera

En este capítulo, presentamos una metodología para estimar numéricamente el flujo de muones incidente en cualquier punto de la Tierra mediante simulaciones de tipo Monte Carlo. Aplicamos esta metodología para calcular el flujo de muones en el volcán Copahue a dos altitudes: 0 m y 2580 m sobre el nivel del mar. Además, evaluamos el error asociado a estas estimaciones y analizamos la relación entre ambos flujos.

### 4.1. El código CORSIKA

CORSIKA (COsmic Ray SIMulations for KAscade) (Heck et al., 1998) es un programa diseñado para llevar a cabo simulaciones de tipo Monte Carlo de cascadas de partículas, también conocidas como cascadas atmosféricas extensas (Extensive Air Shower, EAS, por sus siglas en inglés). Estas cascadas son producidas en la atmósfera a partir de rayos cósmicos. El código CORSIKA permite estimar el flujo de partículas secundarias a una altitud de observación dada, teniendo en cuenta el efecto del campo magnético terrestre y el perfil de densidad de la atmósfera local, entre otros parámetros.

#### 4.1.1. Modelos y opciones elegidas en las simulaciones

La compilación de CORSIKA requiere definir los modelos y opciones que se emplearán en las simulaciones. El primer paso consiste en seleccionar los modelos de interacciones hadrónicas, tanto para altas como para bajas energías. Para las interacciones de altas energías, elegimos la opción QGSJET-II-2, la cual corresponde al modelo QGSJET (Quark Gluon String Model with JETs) (Ostapchenko, 2011). En el caso de las interacciones de bajas energías, seleccionamos la opción FLUKA, la cual corresponde a un paquete de simulación de tipo Monte Carlo de física de partículas (Ferrari et al., 2005; Böhlen et al.,

2014).

A su vez, utilizamos la opción CURVED, la cual incorpora el efecto de la curvatura de la Tierra a través del uso de un código especial para tratar las cascadas con ángulos cenitales elevados, entre  $70^\circ$  y  $90^\circ$ . Esto es necesario, ya que, por defecto, CORSIKA asume una atmósfera plana.

Por último, es necesario especificar la geometría del detector, ya que esta elección determina la distribución de intensidad de partículas primarias  $I$  en función del ángulo cenital  $\theta$ . En este trabajo utilizamos la opción FLAT, que corresponde a un detector plano horizontal, donde  $I \propto \sin(\theta) \cos(\theta)$ . En contraste, la opción VOLUMEDET, asociada a un detector volumétrico, establece  $I \propto \sin(\theta)$ .

#### 4.1.2. Elección de parámetros en las simulaciones

La estimación del flujo de muones con CORSIKA requiere definir varios parámetros, como la altitud de observación, las coordenadas del campo magnético terrestre, el modelo de atmósfera y la dirección de arribo de las partículas primarias.

##### 4.1.2.1. Altitud del sitio de observación

Establecimos dos altitudes para calcular el flujo de muones: 0 m y 2580 m sobre el nivel del mar (m.s.n.m), correspondientes al nivel del mar y a la altitud del sitio de observación en el volcán Copahue, respectivamente.

##### 4.1.2.2. Coordenadas del campo magnético terrestre

El campo magnético terrestre en el sitio de observación se representa mediante sus componentes horizontal,  $B_x$ , y vertical,  $B_z$ . Según la convención utilizada en CORSIKA,  $B_x$  es positiva hacia el Norte geográfico, mientras  $B_z$  es positiva hacia abajo. Para las simulaciones, utilizamos las coordenadas del campo magnético correspondientes al volcán Copahue el 1 de diciembre de 2019. Estos valores, obtenidos del sitio web<sup>1</sup> de la Oficina Nacional de Administración Oceánica y Atmosférica (NOAA, por sus siglas en inglés), son  $B_x = 19.15 \mu T$  y  $B_z = -15.51 \mu T$ .

##### 4.1.2.3. Modelo de atmósfera

CORSIKA adopta una atmósfera terrestre que consiste en  $N_2$  (78.1%),  $O_2$  (21.0%) y  $Ar$  (0.9%), y modela la variación de densidad con la altura  $h$ , en términos de opacidad atmosférica  $T(h)$ , utilizando un modelo de cinco capas. En las cuatro capas de menor altitud,  $T(h)$  decrece exponencialmente con  $h$  de la forma:

<sup>1</sup><https://www.ngdc.noaa.gov/geomag/>

$$T(h) = a_i + b_i e^{-h/c_i}, \quad i = 1, \dots, 4. \quad (4.1)$$

En la quinta capa, correspondiente a la mayor altitud,  $T(h)$  decrece linealmente con  $h$ , de la forma:

$$T(h) = a_5 - b_5 \frac{h}{c_5}, \quad (4.2)$$

hasta  $h = 112.8$  km donde la atmósfera desaparece. Los parámetros  $a_i$ ,  $b_i$  y  $c_i$  son tales que la función  $T(h)$  es continua y derivable.

CORSIKA ofrece diversos modelos de atmósfera que se adaptan a distintas ubicaciones geográficas y meses del año. En este trabajo, utilizamos el modelo 29 del Manual del Usuario (Heck et al., 2021), el cual corresponde al modelo derivado del GDAS (Global Data Assimilation System) para Malargüe, provincia de Mendoza, Argentina, en el mes de diciembre. Elegimos este modelo por ser el más cercano al volcán Copahue, ubicado aproximadamente a 300 km de distancia.

#### 4.1.2.4. Dirección de arribo de las partículas primarias

Como dirección de arribo de las partículas primarias, consideramos ángulos cenitales entre  $0^\circ$  y  $90^\circ$  y ángulos acimutales entre  $-180^\circ$  y  $180^\circ$ . El ángulo cenital se define como el ángulo que se mide entre el vector momento de la partícula y el sentido negativo del eje  $z$ . En el sistema de coordenadas de CORSIKA, representado en la Figura 4.1, el ángulo acimutal se mide desde el Norte en dirección Oeste hasta la proyección horizontal del vector momento.

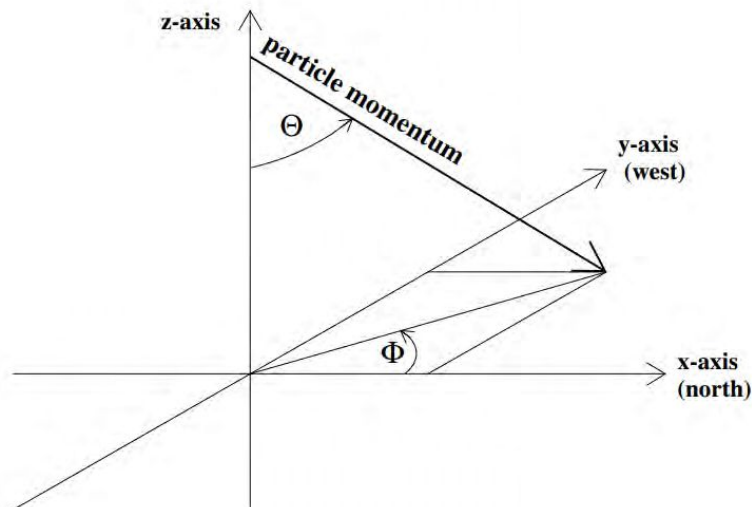


Figura 4.1: Sistema de coordenadas utilizado por CORSIKA. Figura tomada de Heck et al., 2021.

### 4.1.3. Metodología desarrollada

Además de los parámetros previamente mencionados, es necesario definir el rango de energía de las partículas primarias, así como determinar la cantidad de cascadas de partículas que se llevarán a cabo en la simulación. Para estimar el flujo de muones a partir de estas simulaciones, es necesario aplicar una normalización que convierta el número de detecciones a la altitud de observación en un flujo correspondiente. Finalmente, es necesario realizar este procedimiento múltiples veces, con el fin de obtener un flujo promedio junto con su respectiva estimación de error.

Consideramos partículas primarias con energías entre  $10^1$  y  $10^7$  GeV. Elegimos estos límites ya que, por un lado, por debajo de  $10^1$  GeV las partículas primarias prácticamente no generan muones detectables al nivel de observación. Por otro lado, el flujo de muones generados por partículas primarias con energías por encima de  $10^7$  GeV es lo suficientemente bajo como para no tener un impacto significativo en el flujo de muones estimado al nivel de observación.

A medida que aumenta la energía de las partículas primarias, además de disminuir el flujo de dichas partículas en la atmósfera, las simulaciones realizadas con CORSIKA requieren un mayor tiempo de cómputo. Por esta razón, dividimos el rango de  $10^1$  a  $10^7$  GeV en intervalos de  $10^{0.5}$  GeV, de manera equiespaciada en una escala logarítmica. De este procedimiento resultan doce intervalos de energía  $\Delta E_j$ , donde  $j = 1, \dots, 12$ . Posteriormente, en cada intervalo  $\Delta E_j$ , realizamos la simulación de un número  $N_j$  de cascadas de partículas, definido por:

$$N_j = \begin{cases} 10^{(8-\log_{10}(E_j^{sup}))} & \text{si } \log_{10}(E_j^{sup}) \leq 3 \\ 10^{(9-\log_{10}(E_j^{sup}))} & \text{si } \log_{10}(E_j^{sup}) > 3 \end{cases}, \quad (4.3)$$

donde  $E_j^{sup}$  se encuentra expresado en GeV y corresponde al límite superior de  $\Delta E_j$ . La distribución del número de cascadas de partículas simuladas en cada intervalo de energía se presenta en la Figura 4.2.

Como partículas primarias, simulamos únicamente protones. Posteriormente, utilizamos el modelo de superposición (Spurio, 2014) para incorporar la contribución de los elementos con número atómico  $1(\text{H}) \leq Z \leq 26(\text{Fe})$  en la estimación del flujo de partículas secundarias. Este modelo considera que un núcleo de un elemento con número másico  $A$  y energía  $E_0$  puede considerarse como  $A$  núcleos individuales, cada uno con energía  $E_0/A$  y actuando de manera independiente. Luego, la cascada de partículas resultante de dicho elemento es tratada como la suma de  $A$  cascadas iniciadas por protones, todas generadas desde el mismo punto de partida. De esta forma, evitamos repetir las simulaciones considerando distintas partículas primarias, lo cual reduce enormemente el tiempo de cómputo.

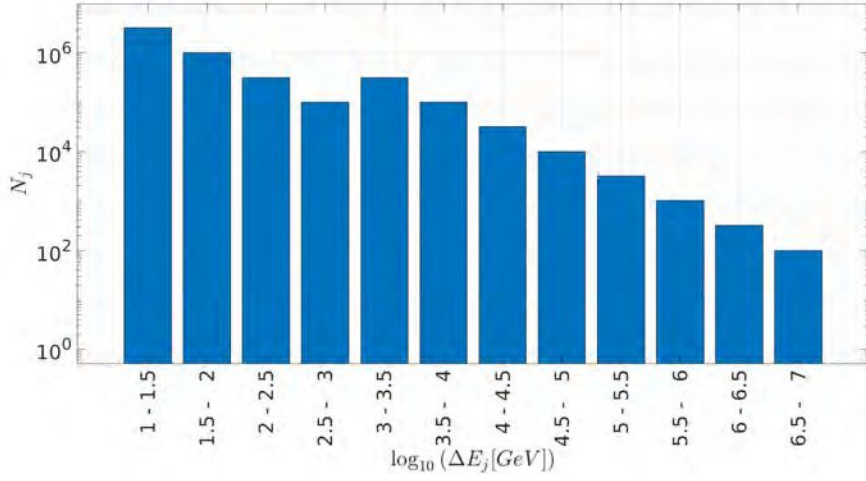


Figura 4.2: Número de cascadas de partículas simuladas,  $N_j$ , en cada intervalo de energía  $\Delta E_j$ .

#### 4.1.4. La normalización

Para calcular el flujo de muones en el nivel de observación seleccionado (0 m.s.n.m y 2580 m.s.n.m), utilizamos el enfoque de *yields* (Cohu et al., 2022; Fedynitch et al., 2012). En cada intervalo de energía  $\Delta E_j$ , generamos un histograma  $\mathcal{H}_j$  en el que los muones son discretizados en función de su ángulo cenital  $\theta$  y su energía  $E_\mu$ . Este proceso se realiza utilizando bins de ancho  $\Delta\theta$  y  $\Delta E_\mu$  para  $\theta$  y  $E_\mu$ , respectivamente. Luego, obtenemos el flujo diferencial de muones  $\phi_\mu$  mediante:

$$\phi_\mu(E_\mu, \theta) = \mathcal{F}(\theta) \times \sum_{i=1}^{N_{\text{prim}}} \sum_{j=1}^{N_{\text{energy}}} \mathcal{N}_{i,j} \times \frac{\mathcal{H}_j(E_\mu, \theta)}{N_j \times \Delta E_\mu}, \quad (4.4)$$

donde  $N_{\text{prim}}$  es el número de partículas primarias consideradas utilizando el modelo de superposición,  $N_{\text{energy}}$  es el número de intervalos de energía de partículas primarias y  $N_j$  es el número de cascadas de partículas simuladas en el intervalo de energía  $j$  dado por la Ecuación 4.3. Estos intervalos se encuentran equiespaciados en una escala logarítmica, lo que implica que  $\Delta E_\mu$  no es constante, sino que es diferente para cada bin de energía.

Definimos  $\mathcal{F}(\theta)$  como el factor correctivo que tiene en cuenta el tipo de detector elegido en CORSIKA, el cual puede ser VOLUMEDET o FLAT. Este factor está asociado al ángulo sólido  $\Omega$ , y se calcula para cada bin de  $\mathcal{H}$ . El diferencial de ángulo sólido  $d\Omega$  puede escribirse (Spurio, 2014) como:

$$d\Omega = \begin{cases} \sin(\theta)d\theta d\varphi & \text{si VOLUMEDET} \\ \sin(\theta) \cos(\theta)d\theta d\varphi & \text{si FLAT} \end{cases}, \quad (4.5)$$

Definimos  $\mathcal{F}(\theta)$  como:

$$\mathcal{F}(\theta) = \begin{cases} \frac{\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin(\theta') d\theta'}{\int_0^{2\pi} d\varphi \int_{\theta_{\text{inf}}}^{\theta_{\text{sup}}} \sin(\theta') d\theta'} & \text{si VOLUMEDET} \\ \frac{\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin(\theta') \cos(\theta') d\theta'}{\int_0^{2\pi} d\varphi \int_{\theta_{\text{inf}}}^{\theta_{\text{sup}}} \sin(\theta') \cos(\theta') d\theta'} & \text{si FLAT} \end{cases}, \quad (4.6)$$

El numerador de  $\mathcal{F}(\theta)$  corresponde al ángulo sólido de una semiesfera, mientras que el denominador se refiere a los límites inferiores y superiores de  $\Delta\theta$ ,  $\theta_{\text{inf}}$  y  $\theta_{\text{sup}}$ , respectivamente. Resolviendo las integrales, la Ecuación (4.6) se puede simplificar de la siguiente manera:

$$\mathcal{F}(\theta) = \begin{cases} \frac{1}{\int_{\theta_{\text{inf}}}^{\theta_{\text{sup}}} \sin(\theta') d\theta'} & \text{si VOLUMEDET} \\ \frac{1}{2 \int_{\theta_{\text{inf}}}^{\theta_{\text{sup}}} \sin(\theta') \cos(\theta') d\theta'} & \text{si FLAT} \end{cases}, \quad (4.7)$$

Definimos  $\mathcal{N}_{i,j}$  como el factor de normalización que considera la contribución de la partícula primaria  $i$ , en el intervalo de energía  $j$ , al flujo de muones  $\phi_\mu$ . Este flujo se calcula utilizando el modelo de superposición de Spurio (2014). La expresión de  $\mathcal{N}_{i,j}$  es diferente según la forma en que se exprese el flujo diferencial primario  $J$ . Este puede ser presentado en términos de energía por partícula [ $cm^{-2}sr^{-1}s^{-1}GeV^{-1}$ ], como por ejemplo Hörandel (2003) y Wiebel-Sooth et al. (1998), o en energía por nucleón [ $cm^{-2}sr^{-1}s^{-1}(GeV/A)^{-1}$ ], Papini et al. (1996). Definimos  $\mathcal{N}_{i,j}$  como:

$$\mathcal{N}_{i,j} = \begin{cases} A_i \int_{A_i E_j^{\text{inf}}}^{A_i E_j^{\text{sup}}} J_i(E') dE' & \text{si } [J_i] = [cm^{-2}sr^{-1}s^{-1}GeV^{-1}] \\ A_i \int_{E_j^{\text{inf}}}^{E_j^{\text{sup}}} J_i(E') dE' & \text{si } [J_i] = [cm^{-2}sr^{-1}s^{-1}(GeV/A)^{-1}] \end{cases}, \quad (4.8)$$

donde  $J_i$  es el flujo diferencial primario del elemento  $i$  y  $A_i$  es el número másico correspondiente.  $E_j^{\text{inf}}$  y  $E_j^{\text{sup}}$  son los límites inferiores y superiores del intervalo de energía  $j$ , respectivamente. En este trabajo, utilizamos las parametrizaciones del flujo diferencial primario de Hörandel (2003), dado que estas se derivan de datos que no estaban disponibles en el momento del trabajo de Wiebel-Sooth et al. (1998), lo que permite una descripción más precisa del mismo. Para los casos del hidrógeno y del helio, las diferencias entre ambos abordajes son significativas, siendo el flujo parametrizado por Hörandel (2003)  $\sim 30\%$  más bajo en promedio que aquel parametrizado por Wiebel-Sooth et al. (1998).

#### 4.1.5. Estimación de errores

Con el objetivo de estimar el error en el cálculo del flujo diferencial de muones  $\phi_\mu$ , llevamos a cabo  $N_{\text{sim}}$  simulaciones. A continuación, calculamos el valor medio del flujo diferencial de muones  $\langle\phi_\mu\rangle$ . Para ello, consideramos como error asociado el error de la media  $\Delta\langle\phi_\mu\rangle$  (Brandt, 1998), de acuerdo con:



$$\langle \phi_\mu \rangle = \frac{1}{N_{\text{sim}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{sim}}} \phi_{\mu,i} , \quad (4.9)$$

$$\Delta \langle \phi_\mu \rangle = \sqrt{\frac{1}{N_{\text{sim}}(N_{\text{sim}} - 1)} \sum_{i=1}^{N_{\text{sim}}} (\phi_{\mu,i} - \langle \phi_\mu \rangle)^2} , \quad (4.10)$$

donde  $\phi_{\mu,i}$  es flujo diferencial de muones obtenido en la simulación  $i$ ,  $i = 1, \dots, N_{\text{sim}}$ . Una vez obtenido  $\langle \phi_\mu \rangle$ , calculamos el valor medio del flujo integrado de muones  $\langle I_\mu \rangle$  integrando numéricamente  $\langle \phi_\mu \rangle$ :

$$\langle I_\mu \rangle = \int_{E_\mu}^{\infty} \langle \phi_\mu \rangle dE' , \quad (4.11)$$

y su error asociado  $\Delta \langle I_\mu \rangle$  mediante propagación de errores.

## 4.2. Estimación del flujo de muones a cielo abierto en el volcán Copahue

En las Figuras 4.3 y 4.4 se presenta  $\langle I_\mu \rangle$  a la altitud del volcán Copahue y al nivel del mar, respectivamente. Estos resultados fueron obtenidos a partir de la realización de cinco simulaciones en cada altitud ( $N_{\text{sim}} = 5$ ). En los resultados, se puede observar que  $\langle I_\mu \rangle$  aumenta con  $\theta$  para  $E_{\text{min}} \gtrsim 100$  GeV. Esto es destacable, ya que esta característica no es reproducida en todos los modelos parametrizados que se encuentran en la literatura.

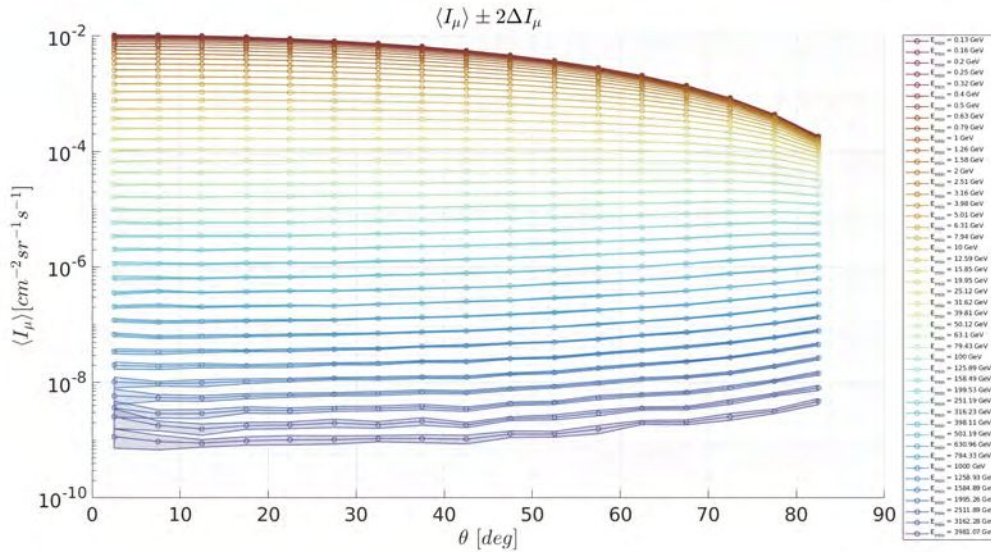


Figura 4.3: Flujo integrado de muones  $I_\mu$  a la altitud del volcán Copahue ( $\sim 2600$  m.s.n.m) en función del ángulo cenital  $\theta$ , para distintas energías mínimas  $E_{\text{min}}$ . La región sombreada asociada a cada curva representa el intervalo de confianza de  $2\Delta I_\mu$ .

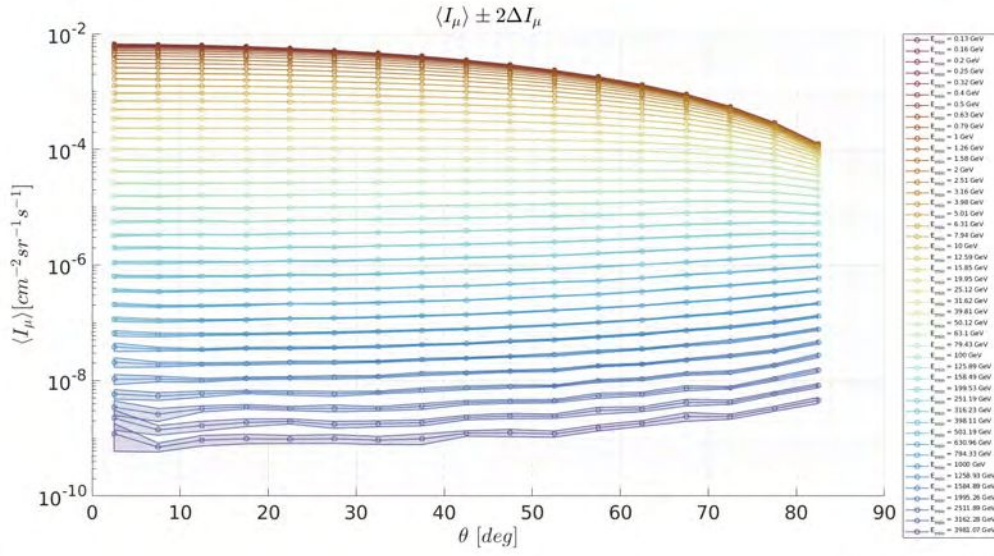


Figura 4.4: Flujo integrado de muones  $I_\mu$  al nivel del mar en función del ángulo cenital  $\theta$ , para distintas energías mínimas  $E_{\text{min}}$ . La región sombreada asociada a cada curva representa el intervalo de confianza de  $2\Delta I_\mu$ .

Para estudiar la relación entre  $\langle I_\mu \rangle^{\text{Copahue}}$  y  $\langle I_\mu \rangle^{\text{Mar}}$ , definimos el cociente  $r_{I_\mu}$  como:

$$r_{I_\mu} = \frac{\langle I_\mu \rangle^{\text{Copahue}}}{\langle I_\mu \rangle^{\text{Mar}}} , \quad (4.12)$$

y calculamos el error asociado  $\Delta r_{I_\mu}$  mediante propagación de errores. En las Figuras 4.5 y 4.6 se presenta  $r_{I_\mu}$  y  $\Delta r_{I_\mu}$  en función de  $E_{\text{min}}$  y  $\theta$ , respectivamente. Se muestran los valores para el rango  $0.1 \text{ GeV} \leq E_{\text{min}} \leq 1000 \text{ GeV}$ , dado que dentro de este rango  $\frac{\Delta r_{I_\mu}}{r_{I_\mu}} < 0.1$  (Figura 4.6). Estos resultados indican que  $r_{I_\mu}$  varía tanto con  $E_{\text{min}}$  como con  $\theta$ . En la Figura 4.7a se presentan los valores medios, máximos y mínimos obtenidos de  $r_{I_\mu}$  en función de  $E_{\text{min}}$ . De manera análoga, en la Figura 4.7b se presentan los mismos en función de  $\theta$ . A partir de este análisis, encontramos que  $\langle I_\mu \rangle^{\text{Copahue}}$  es mayor respecto a  $\langle I_\mu \rangle^{\text{Mar}}$  cuanto menor es la energía de los muones, siendo  $\sim 60\%$  mayor hacia el límite inferior de  $0.1 \text{ GeV}$  y tendiendo a  $\sim 0\%$  hacia  $1000 \text{ GeV}$ .

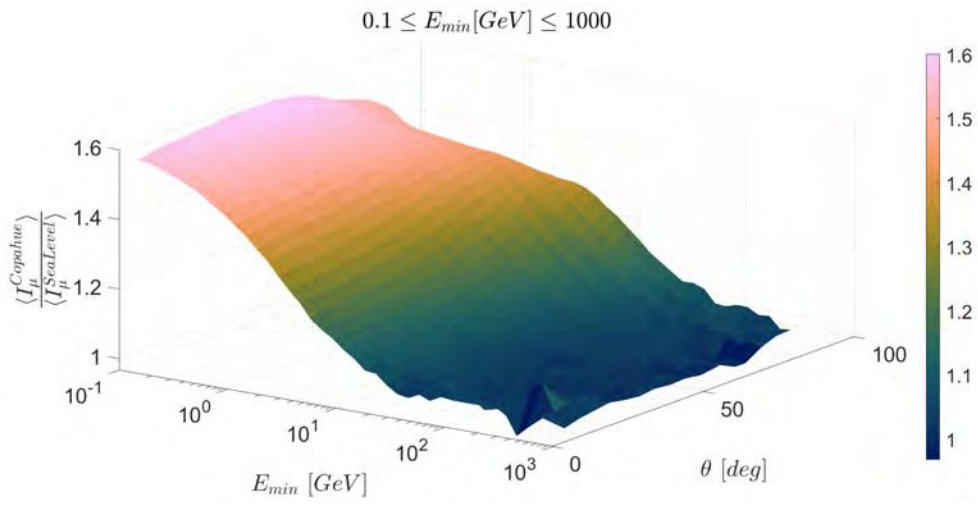


Figura 4.5:  $r_{I_\mu}$  en función de la energía mínima  $E_{\min}$  y el ángulo cenital  $\theta$ .

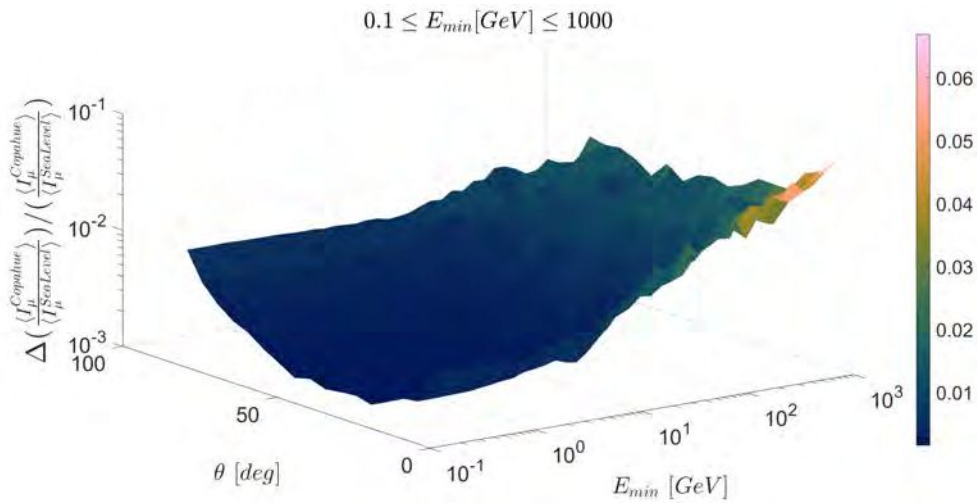


Figura 4.6:  $\Delta r_{I_\mu}$  en función de la energía mínima  $E_{\min}$  y el ángulo cenital  $\theta$ . El error se encuentra graficado en proporción al cociente estimado.

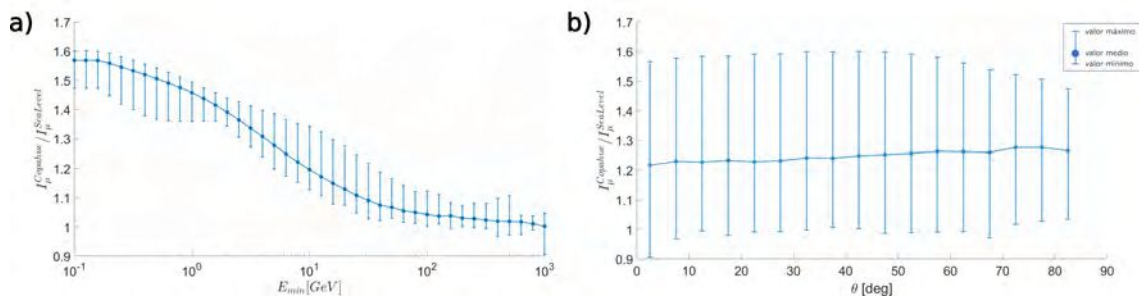


Figura 4.7: Valores obtenidos de  $r_{I_\mu}$  en función a) de la energía mínima  $E_{\min}$  y b) en función del ángulo cenital  $\theta$ .

### 4.3. Conclusiones

La metodología que desarrollamos permite calcular el flujo de muones en cualquier sitio dado y estimar el error asociado, utilizando el código CORSIKA para la simulación de cascadas de partículas en la atmósfera. El modelo de superposición implementado permitió incluir la contribución de núcleos primarios, desde el hidrógeno hasta el hierro, pero simulando únicamente protones, lo cual disminuye significativamente los tiempos de cómputo necesarios. Para estimar el flujo de muones a partir de las simulaciones definimos una normalización, la cual nos permitió calcular el flujo de muones a partir de los histogramas de detecciones generados.

Aplicamos esta metodología para calcular el flujo integrado de muones en el volcán Copahue, Argentina, a dos altitudes: 0 m.s.n.m y 2600 m.s.n.m. Observamos que el flujo presenta un incremento notable con el ángulo cenital para energías superiores a 100 GeV. Esta característica distintiva no es reproducida por todos los modelos parametrizados descritos en la literatura. Además, analizamos cómo varía el flujo de muones entre estas dos altitudes. Encontramos que el flujo de muones a grandes altitudes es mayor que al nivel del mar para energías bajas. Por ejemplo, a alrededor de 0.1 GeV, el flujo a mayor altitud es un 60 % más alto en comparación con el nivel del mar. Sin embargo, esta diferencia disminuye progresivamente hasta volverse despreciable alrededor de los 1000 GeV. Estos resultados son de particular relevancia para los experimentos realizados a grandes altitudes.

## Referencias

- Böhlen, T. et al. (2014). «The FLUKA code: developments and challenges for high energy and medical applications». *Nuclear data sheets* 120, págs. 211-214.
- Brandt, S. (1998). *Data analysis*. Springer.
- Cohu, A. et al. (2022). «Atmospheric and Geodesic Controls of Muon Rates: A Numerical Study for Muography Applications». *Instruments* 6.3, pág. 24.
- Fedynitch, A., J. Becker Tjus y P. Desiati (2012). «Influence of hadronic interaction models and the cosmic ray spectrum on the high energy atmospheric muon and neutrino flux». *Physical Review D* 86.11. DOI: 10.1103/physrevd.86.114024.
- Ferrari, A. et al. (2005). *FLUKA: a multi-particle transport code*. CERN-2005-10, INFN/TC 05/11, SLAC-R-773.
- Heck, D. y T. Pierog (2021). *Extensive Air Shower Simulation with CORSIKA: A User's Guide (Version 7.6900 from January 16, 2019)*. Inf. téc. KARLSRUHER INSTITUT FÜR TECHNOLOGIE (KIT).
- Heck, D. et al. (1998). «CORSIKA: A Monte Carlo code to simulate extensive air showers». *Report FZKA 6019.11*.
- Hörandel, J. R. (2003). «On the knee in the energy spectrum of cosmic rays». *Astroparticle Physics* 19.2, págs. 193-220.
- Ostapchenko, S. (2011). «Monte Carlo treatment of hadronic interactions in enhanced Pomeron scheme: QGSJET-II model». *Physical Review D* 83.1, pág. 014018.
- Papini, P., C. Grimani y S. Stephens (1996). «An estimate of the secondary-proton spectrum at small atmospheric depths». *Il Nuovo Cimento C* 19.3, págs. 367-387.
- Spurio, M. (2014). *Particles and astrophysics*. Springer.
- Wiebel-Sooth, B., P. L. Biermann y H. Meyer (1998). «Cosmic rays. VII. Individual element spectra: prediction and data». *Astronomy and Astrophysics* 330, págs. 389-398.



## Capítulo 5

# Efecto de las variaciones de temperatura en la atmósfera en el flujo de muones subterráneo

Este capítulo se basa en el trabajo traducido presentado en Tramontini et al. (2019), donde demostramos, por primera vez, que las mediciones de las variaciones temporales de la tasa de muones se ven afectadas por las variaciones de la temperatura efectiva atmosférica, utilizando detectores de muones transportables. La temperatura efectiva atmosférica es un promedio pesado del perfil de temperatura de la atmósfera entre 0 y 50 km de altitud, aproximadamente. Este efecto resulta significativo tanto para las variaciones estacionales de la temperatura atmosférica como para las variaciones de corta duración, del orden de aproximadamente 15 días. La relevancia de este efecto aumenta a medida que el sitio de instalación del detector se aleja del Ecuador, ya que es en esta región donde se registran variaciones de mayor amplitud en la temperatura efectiva atmosférica. A su vez, este efecto cobra relevancia cuando el cuerpo geológico de estudio posee grandes dimensiones, como es el caso de montañas o volcanes, debido a que son los muones de alta energía los que se ven más afectados por este fenómeno. Si bien el fenómeno aquí descrito ya era conocido, hasta ahora solo había sido observado en grandes detectores inmóviles de partículas diseñados principalmente para detectar neutrinos. Los resultados presentados en esta publicación son de especial relevancia, en el ámbito de la geofísica, para las aplicaciones de radiografía de muones que busquen caracterizar las variaciones de densidad de masa en el subsuelo mediante esta técnica. El artículo en su formato e idioma original se encuentra en el Apéndice B.1.

### **Título original**

Middle-atmosphere dynamics observed with a portable muon detector

## **Título**

Dinámica de la atmósfera media observada con un detector portátil de muones

## **Resumen**

En los últimos años, grandes experimentos de física de partículas han demostrado que las variaciones de la tasa de muones detectadas en laboratorios subterráneos son sensibles a las variaciones regionales de temperatura en la atmósfera media. Entre sus aplicaciones potenciales se encuentra el seguimiento de dinámicas atmosféricas a corto plazo, como los Calentamientos Estratosféricos Súbitos. Este estudio demuestra que esta sensibilidad no se limita a detectores de grandes superficies en condiciones de alta opacidad. Utilizamos un detector de muones portátil concebido para la tomografía de muones para aplicaciones geofísicas, y estudiamos las variaciones de la tasa de muones observadas a lo largo de un año de mediciones en el Laboratorio Subterráneo de Rocas de Mont Terri, Suiza (opacidad de  $\sim 700$  metros equivalentes de agua). Observamos una correlación directa entre las variaciones estacionales de temperatura en la atmósfera media y la tasa de muones. Las variaciones de la tasa de muones también son sensibles al calentamiento anómalo de la atmósfera en enero-febrero de 2017, asociado a un Calentamiento Estratosférico Súbito. Las estimaciones del coeficiente de temperatura efectivo para nuestro caso particular concuerdan con los modelos teóricos y con aquellos calculados a partir de grandes experimentos de neutrinos en condiciones comparables. De esta forma, los detectores portátiles de muones pueden ser útiles para (1) estudiar la dinámica estacional y a corto plazo de la atmósfera media, especialmente en lugares con escasez de observaciones como las latitudes medias, y (2) mejorar la calibración del coeficiente de temperatura efectiva para diferentes condiciones de opacidad. Además, destacamos la importancia de evaluar el impacto de la temperatura en las variaciones de la tasa de muones cuando se consideran aplicaciones geofísicas. Dependiendo de la latitud y de las condiciones de opacidad, este efecto puede ser lo suficientemente grande como para enmascarar las variaciones de densidad del subsuelo debidas a cambios en el contenido de agua subterránea, por lo que debería eliminarse de las series temporales.

## **Resumen en lenguaje sencillo**

Las variaciones de temperatura a grandes altitudes de la atmósfera aún no se conocen en su totalidad. Durante el invierno, el calentamiento repentino de esta región puede perturbar su dinámica normal, dando lugar a temperaturas extremadamente bajas en la superficie terrestre. Hemos descubierto que el seguimiento de la cantidad de muones en la superficie de la Tierra puede ser una herramienta clave para estudiar estas variaciones. Los muones son partículas elementales producidas por la interacción de los rayos cósmicos



con la atmósfera. El flujo de muones que llega a la superficie terrestre se estima en aproximadamente un muón por minuto y centímetro cuadrado. De hecho, este flujo depende de la distribución de la temperatura atmosférica. Hasta ahora, solo los grandes detectores de muones, desarrollados para experimentos en las condiciones más ventajosas, habían medido los cambios en el flujo de muones debidos al calentamiento repentino de la alta atmósfera. Aquí mostramos que estos fenómenos también pueden ser observados por detectores más pequeños y portátiles, diseñados para aplicaciones en geociencias. La tecnología utilizada para estudiar variaciones súbitas de temperatura en la atmósfera es costosa y solo permite muestrear puntos específicos del cielo. Gracias a una mejor cobertura de datos, la técnica de muones puede facilitar el camino hacia una mejor comprensión del estado térmico de la atmósfera y su dinámica.

### **Introducción**

Observados por primera vez en 1952 mediante radiosondas (Scherhag, 1952), los Calentamientos Estratosféricos Súbitos (SSW, por sus siglas en inglés) son anomalías extremas de la circulación invernal que producen un rápido aumento de la temperatura en la estratosfera polar media a superior (30-50 km). Los efectos de los SSW en la dinámica de la atmósfera media duran aproximadamente 80 días (Limpasuvan et al., 2004). Son la manifestación más clara y fuerte del acoplamiento dinámico en todo el sistema atmósfera-oceano (O’Callaghan et al., 2014; Goncharenko et al., 2010; Liu et al., 2002). Después de un gran SSW, los vientos de gran altitud se invierten para fluir hacia el oeste en lugar de su dirección habitual hacia el este. Esta inversión a menudo da lugar a temperaturas superficiales drásticas en latitudes medias, sobre todo en Europa, lo que sugiere la posibilidad de monitorear la estratosfera para predecir el tiempo troposférico extremo (Thompson et al., 2002). La frecuencia de los SSW puede aumentar debido al calentamiento global (Schimanke et al., 2013; Kang et al., 2017). Aunque muchos estudios se han centrado en la caracterización de los SSW mediante la observación y la modelización de la dinámica en regiones de latitudes altas, los estudios de observación en latitudes medias son escasos y podrían ser cruciales para comprender mejor los fenómenos (Yuan et al., 2012; Sox et al., 2016).

Los muones cósmicos constituyen la mayor proporción de partículas cargadas que llegan a la superficie de la Tierra, presentando un flujo de  $\sim 70 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$  para partículas con energías superiores a 1 GeV (Tanabashi et al., 2018). Son un producto de la interacción de los rayos cósmicos primarios con la atmósfera, que produce mesones de vida corta, en particular, piones y kaones cargados. Estas partículas decaen en muones que penetran fácilmente en la atmósfera y pueden alcanzar la superficie de la Tierra. El flujo de muones disminuye a medida que éstos atraviesan una mayor cantidad de materia. De esta forma, solo los muones más energéticos pueden alcanzar los detectores subterráneos (Gaisser et al.,

2016). El proceso de producción de muones requiere que los mesones progenitores no hayan sufrido interacciones destructivas con el medio de propagación antes de decaer (Grashorn et al., 2010). Por lo tanto, los cambios en las propiedades atmosféricas, en particular en su densidad, pueden tener un gran impacto en el flujo de muones medido a nivel del suelo, ya sea afectando a las probabilidades de supervivencia de los mesones progenitores antes de la desintegración o afectando a la tasa de absorción de los propios muones a lo largo de su camino desde su nivel de producción.

Un aumento de la temperatura atmosférica reduce la densidad atmosférica. Por lo tanto, los cambios de temperatura en la atmósfera pueden afectar a la producción de muones (Gaisser et al., 2016). La disminución de la densidad atmosférica aumenta el camino libre medio de los mesones y, por ende, su probabilidad de desintegración, lo que resulta en un aumento del flujo de muones. Este efecto es más significativo para los muones de alta energía, que provienen de mesones de alta energía con mayor vida útil debido a la dilatación del tiempo, lo cual se traduce en trayectorias más largas en la atmósfera. Esto, a su vez, incrementa su probabilidad de interacción antes de la desintegración (Grashorn et al., 2010); por lo tanto, es razonable esperar que los muones de alta energía sean más sensibles a los cambios de temperatura. La opacidad es la densidad integrada a lo largo de una trayectoria de viaje. Se utiliza para cuantificar la cantidad de materia que encuentran los muones y se expresa generalmente en metros equivalentes de agua (mwe). Los detectores en condiciones de alta opacidad son entonces más propensos a registrar los efectos de las variaciones de temperatura en la atmósfera simplemente porque solo registran muones de alta energía. Hay que tener en cuenta que los muones de baja energía también pueden verse afectados por los cambios de temperatura, ya que su propia probabilidad de interacción con la atmósfera a lo largo de su trayectoria hacia la Tierra depende de la densidad atmosférica. De hecho, este efecto se ha observado en condiciones de baja opacidad (e.g. Jourde et al., 2016b), pero no es relevante para detectores de más de 50 mwe de profundidad (Ambrosio et al., 1997). Las variaciones en el flujo de muones cósmicos causadas por cambios en la temperatura atmosférica pueden tratarse en términos de una temperatura efectiva (P. H. Barrett et al., 1952; Ambrosio et al., 1997). Esta temperatura efectiva es una media ponderada del perfil de temperatura de la atmósfera, con pesos relacionados con las altitudes donde se producen los muones (Grashorn et al., 2010).

La modulación del flujo de muones cósmicos, generada por las variaciones estacionales en la temperatura atmosférica, ha sido reportada en grandes detectores (AMANDA: Bouchta (1999), Borexino: Agostini et al. (2019), Daya Bay: An et al. (2018), Double Chooz: Abrahão et al. (2017), GERDA: Agostini et al. (2016), IceCube: Desiati et al. (2011), LVD: Vigorito et al. (2017), MACRO: Ambrosio et al. (1997), MINOS: Adamson et al. (2014) y Adamson et al. (2010), OPERA: Agafonova et al. (2018)). Osprey et al. (2009) and Agostini et al. (2019) también informan que las tasas de muones medidas son

sensibles a las variaciones a corto plazo (escala diurna) en el estado térmico de la atmósfera, como la aparición de SSW. Agafonova et al. (2018) observaron variaciones no estacionales a corto plazo en latitudes tan bajas como 42°N, en Italia.

Los estudios mencionados anteriormente resaltan el potencial de las mediciones de muones para caracterizar y monitorizar la dinámica de la atmósfera media. No obstante, es importante señalar que todos estos estudios se llevaron a cabo utilizando detectores de partículas a gran escala y de propósito general, diseñados específicamente para experimentos con neutrinos y partículas de alta energía. La mayoría de estos detectores se colocaron a cientos de metros bajo tierra, lo que mejora la sensibilidad de los datos a los efectos atmosféricos al filtrar los muones de baja energía. La superficie de detección de estos sistemas es considerablemente mayor en comparación con los detectores portátiles, los cuales se emplean en aplicaciones geocientíficas como la caracterización de la estructura de densidad de los volcanes (e.g. Rosas-Carbajal et al., 2017). Recientemente, se han reportado variaciones en la tasa de muones tras el paso de una nube de tormenta por Hariharan et al. (2019) utilizando un detector relativamente grande ( $6 \times 6 \times 2 \text{ m}^3$ ). Hasta donde sabemos, ningún experimento ha informado sobre la sensibilidad de los detectores portátiles de muones a la dinámica de la atmósfera media, especialmente en condiciones de opacidad relativamente baja.

En este trabajo estudiamos las variaciones estacionales y a corto plazo de la tasa de muones observadas con un detector de muones portátil instalado en el Laboratorio Subterráneo de Rocas de Mont Terri (Suiza, 47,4°N). En primer lugar, presentamos nuestro detector y las condiciones generales en las que se realizaron las mediciones. A continuación, analizamos las variaciones observadas y las comparamos con los datos de temperatura atmosférica y dinámica de la atmósfera media. Finalmente, discutimos las implicaciones de nuestras observaciones tanto para la ciencia atmosférica como para la geofísica, esta última con el objetivo de caracterizar las variaciones de densidad en el subsuelo con datos de muones.

### **El detector de muones**

Nuestro detector de muones portátil fue concebido para aplicaciones geofísicas por el proyecto DIAPHANE (e.g., Marteau et al., 2012; Marteau et al., 2017). Está equipado con tres matrices de centelleadores de plástico de 80 cm de ancho, compuestas por  $16 \times 16$  barras de centelleadores en las direcciones horizontal y vertical, cuyas intersecciones definen  $16 \times 16$  píxeles de  $5 \times 5 \text{ cm}^2$ . Cuando un muon atraviesa las tres matrices (es decir, se registra un "evento"), se registran tres impactos en coincidencia temporal, con una resolución mejor que 1 ns (Marteau et al., 2014), lo que nos permite reconstruir su trayectoria a partir de los conjuntos de píxeles disparados en cada matriz. Aplicamos una selección basada en la bondad de la trayectoria reconstruida para filtrar las coincidencias

aleatorias, es decir, tres píxeles disparados coincidentes que no se alinean. Si las trayectorias reconstruidas utilizando dos matrices consecutivas difieren en más de un píxel, ya sea en dirección horizontal o vertical, se procede a descartar el evento. Más detalles sobre la selección de aciertos y la técnica aplicada para determinar las direcciones de propagación de los muones a través de las matrices de detección se encuentran en Jourde (2015) y en Marteau et al. (2014). La distancia entre las matrices delantera y trasera se fija en 100 cm para este estudio (Figura 5.1a). Debido al gran volumen de roca estudiado en comparación con el tamaño del detector, se admite una aproximación puntual del mismo (Lesparre et al., 2010). Con esta aproximación, dado que dos puntos son suficientes para determinar unívocamente una dirección, se considera que los eventos cuyo par de píxeles en las matrices delantera y trasera comparten la misma dirección relativa corresponden a la misma trayectoria. De este modo, se obtiene un total de  $(2N_x - 1) \times (2N_y - 1) = 961$  ejes de observación estudiados (representados en la Figura 5.1b).

El paso de los muones se detecta mediante fibras de cambio de longitud de onda, que transportan los fotones generados por los centelleadores al fotomultiplicador, donde se detectan basándose en una lógica de coincidencia temporal. La cadena optoelectrónica ha sido desarrollada a partir de experimentos con partículas de alta energía, fundamentándose en el concepto de sensores autónomos, con conectividad Ethernet, de baja potencia e inteligentes (Marteau et al., 2014). Con el fin de soportar condiciones de campo extenuantes, además de ser sensible, el detector también es robusto, modular y transportable (Lesparre et al., 2012). En este experimento, el detector de muones se instaló en el Laboratorio Subterráneo de Rocas (LSR) de Mont Terri y adquirió datos durante 382 días entre octubre de 2016 y febrero de 2018. El mínimo y el máximo de roca atravesada por los muones registrados por el detector son de aproximadamente 200 y 500 m, respectivamente. Previo a las mediciones subterráneas, se realizó un experimento de calibración midiendo el flujo de muones a cielo abierto en el cenit, a partir del cual registramos una aceptación total de  $1.385 \text{ cm}^2 \cdot \text{sr}$  para nuestro conjunto de datos (Lesparre et al., 2010).

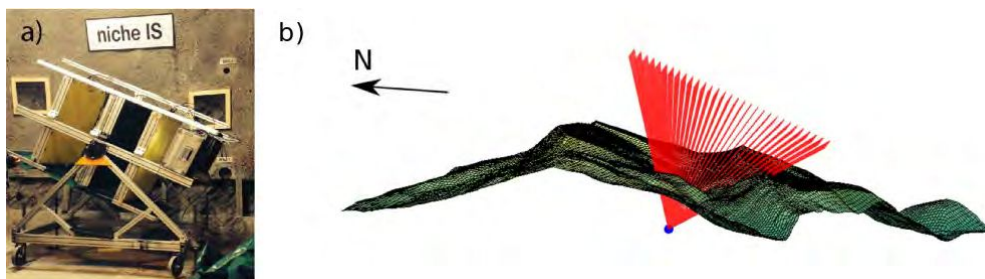


Figura 5.1: (a) El telescopio de muones desplegado en el Laboratorio Subterráneo de Rocas de Mont Terri. (b) Posición del telescopio (azul) y ejes de observación (rojo), junto con la topografía.

## Metodología

Nuestro conjunto de datos consiste en una lista de detecciones de muones denominadas "eventos". Cada evento se caracteriza por el tiempo de arribo y la dirección de la partícula (las posibles direcciones se muestran en la Figura 5.1b). A partir de estos datos, calculamos la tasa media de muones cósmicos,  $R$ , utilizando una ventana de media móvil de Hamming de 30 días de ancho (Hamming, 1998). Para aumentar la relación señal-ruido y, por lo tanto, mejorar las estadísticas en nuestro análisis, fusionamos las señales provenientes de todas las direcciones (e.g. Jourde et al., 2016a). Esta fusión se realiza exclusivamente para calcular  $R$ .

Las variaciones estacionales de  $R$ , provocadas por los cambios de temperatura en la atmósfera, pueden tratarse en términos de una temperatura efectiva (P. H. Barrett et al., 1952),  $T_{\text{eff}}$ :

$$\frac{\Delta R}{\langle R \rangle} = \alpha_T \frac{\Delta T_{\text{eff}}}{\langle T_{\text{eff}} \rangle}, \quad (5.1)$$

donde  $\alpha_T$  es el coeficiente de temperatura efectiva,  $\langle R \rangle$  es la tasa media de muones, y  $\langle T_{\text{eff}} \rangle$  es la temperatura efectiva media.  $T_{\text{eff}}$  se define como la temperatura de una atmósfera isotérmica que produce las mismas intensidades de mesones que la atmósfera real. Por lo tanto, está relacionada con el perfil de temperatura de la atmósfera y con las altitudes a las que se producen los muones observados. Usamos la parametrización dada por Grashorn et al. (2010):

$$T_{\text{eff}} = \frac{\int_0^\infty W(X)T(X)dX}{\int_0^\infty W(X)dX}, \quad (5.2)$$

donde la temperatura,  $T(X)$ , se mide en función de la profundidad atmosférica,  $X$ . Los pesos,  $W(X)$ , representan la contribución de cada nivel de profundidad atmosférica a la producción global de muones. Estos pesos dependen de la energía mínima  $E_{\text{th}}$ , la cual es la energía necesaria para que un muón sobreviva a una opacidad específica, permitiendo así su llegada al detector subterráneo. Dado que  $T(X)$  se registra en niveles discretos de  $X$ , realizamos una integración numérica basada en una interpolación cuadrática entre las mediciones de temperatura para obtener  $T_{\text{eff}}$ .

La temperatura efectiva variará en función de los diferentes ángulos cenitales. Para poder comparar las variaciones de  $T_{\text{eff}}$  con nuestras tasas de muones registradas, necesitamos tener en cuenta esta dependencia. Siguiendo la metodología propuesta por Adamson et al. (2014), calculamos la distribución de los ángulos cenitales mediante un histograma. Posteriormente, determinamos una temperatura efectiva ponderada,  $T_{\text{eff}}^{\text{weight}}$ , de la siguiente forma:

$$T_{\text{eff}}^{\text{weight}} = \sum_{i=1}^M F_i \cdot T_{\text{eff}}(\theta_i) , \quad (5.3)$$

donde  $M$  es el número de intervalos del histograma,  $T_{\text{eff}}(\theta_i)$  es la temperatura efectiva en el intervalo  $i$ , y  $F_i$  es la fracción de muones observados en ese intervalo. La fórmula para  $T_{\text{eff}}(\theta_i)$  es similar a la ecuación (5.2), pero la profundidad atmosférica se sustituye por  $X/\cos\theta$  y  $E_{\text{th}}$  se calcula también para cada ángulo cenital. A partir de ahora, nos referiremos a  $T_{\text{eff}}^{\text{weight}}$  como  $T_{\text{eff}}$ . Estos valores se calculan cuatro veces al día y luego se promedian por días, y la desviación típica resultante se utiliza como estimación de la incertidumbre del valor medio diario de la temperatura efectiva. De este modo, se calcula un valor representativo de la temperatura efectiva para cada día, que tiene en cuenta la configuración particular de nuestro experimento.

La bondad del ajuste de la relación lineal de la ecuación (5.1) puede cuantificarse mediante el coeficiente de correlación de Pearson  $r$ . Este parámetro es igual a  $\pm 1$  para una correlación lineal completa positiva/negativa, respectivamente, y 0 para indicar ninguna correlación. Llevamos a cabo una regresión lineal entre la tasa relativa de muones y las variaciones efectivas de temperatura utilizando simulaciones Monte Carlo. De este modo, consideramos las barras de error en ambas variables y calculamos la incertidumbre de los parámetros ajustados. Siguiendo a Adamson et al. (2010), fijamos la ordenada al origen en cero, y la pendiente del ajuste lineal se interpreta como el coeficiente de temperatura efectiva,  $\alpha_T$ . Para evaluar los efectos de las incertidumbres sistemáticas, modificamos  $\langle T_{\text{eff}} \rangle$  y los parámetros implicados en el cálculo de  $T_{\text{eff}}$  (es decir, los 12 parámetros de entrada en  $W(X)$ , c.f. Adamson et al., 2010) y recalculamos el coeficiente de temperatura efectiva,  $\alpha_T$ . Estos errores sistemáticos se añaden en cuadratura al error estadístico obtenido del ajuste lineal para obtener el valor experimental de  $\alpha_T$ .

También utilizamos simulaciones Monte Carlo para determinar el valor teórico esperado del coeficiente de temperatura efectivo,  $\alpha_T^{\text{theory}}$ , con el fin de compararlo con el valor experimental. La energía de los muones,  $E_\mu$ , y el ángulo cenital,  $\theta$ , se muestrean de manera aleatoria a partir del espectro diferencial de muones dado por Gaisser et al. (2016) y se corrigen por altitud según Hebbeker et al. (2002). A continuación, se le asigna aleatoriamente al muon un acimut  $\phi$ , utilizando una distribución de probabilidad uniforme. La opacidad del LSR de Mont Terri se determina para cada combinación de  $(\phi, \theta)$  a partir de nuestro conjunto de datos de muones, junto con su correspondiente  $E_{\text{th}}$  (Tanabashi et al., 2018). Continuamos el muestreo Monte Carlo hasta obtener 10.000 eventos exitosos que satisfacen  $E_\mu > E_{\text{th}}$ , para los cuales calculamos la distribución de  $\alpha_T^{\text{theory}}$  utilizando la expresión derivada en Grashorn et al. (2010). A continuación, determinamos el valor de  $\alpha_T^{\text{theory}}$  y su incertidumbre como la media y la desviación estándar de la distribución, respectivamente. La incertidumbre sistemática es la indicada por Adamson et al. (2014).

Buscamos la ocurrencia de SSWs durante el periodo de adquisición utilizando la definición de un SSW mayor dada por Charlton et al. (2007). Se considera que se produce un SSW mayor en pleno invierno cuando el viento zonal medio a  $60^\circ\text{N}$  y 10 hPa pasa a ser de componente este. El primer día en que se cumple esta condición se define como la fecha central del calentamiento. El viento zonal promedio en sentido zonal es la velocidad media del viento este-oeste (zonal) a lo largo de un círculo de latitud. Para garantizar que solo se identifican los principales calentamientos de mediados de invierno, los casos en que el viento zonal promedio en sentido zonal no revierte a poniente durante al menos dos semanas antes de su reversión estacional en primavera, se consideran calentamientos finales y, como tales, se descartan. Los SSW se manifiestan típicamente como un desplazamiento o una división del vórtice polar (Charlton et al., 2007), un ciclón que reside en ambos polos de la Tierra y que se extiende desde la troposfera media hasta la estratosfera.

## Resultados

En base a 382 días de datos, la tasa media diaria de muones cósmicos en el LSR de Mont Terri es de  $(800 \pm 10) \text{ d}^{-1}$ , calculada contando todos los muones detectados cada día sin importar su dirección o la altitud a la que se produjeron. También calculamos una tasa media de muones para cada eje de observación, que utilizamos para estimar los valores de opacidad correspondientes. Las opacidades mínima y máxima son de aproximadamente 500 y 1.500 mwe, respectivamente, mientras que la opacidad media considerando todas las direcciones posibles es de  $(700 \pm 160)$  mwe. La tasa de muones cósmicos presenta variaciones significativas en el tiempo (Figura 5.2). Los valores máximos de la tasa se dan cerca de los periodos estivales, mientras que los valores mínimos de la tasa se dan durante los periodos invernales.

Utilizamos el conjunto de datos ERA5, ofrecido por el Centro Europeo de Predicción Meteorológica a Medio Plazo (ECMWF, por sus siglas en inglés). Este conjunto de datos es un reanálisis climático que se genera utilizando la asimilación de datos 4D-Var (Copernicus Climate Change Service (C3S), 2017). Los datos de temperatura consisten en datos interpolados ( $0.25^\circ$  by  $0.25^\circ$ ) dispuestos globalmente en 37 niveles de presión atmosférica, que abarcan desde 0 hasta 1.000 hPa y se registran cuatro veces al día (00:00, 06:00, 12:00 y 18:00 h). A partir de este conjunto de datos, interpolamos los perfiles de temperatura en la ubicación del LSR de Mont Terri. En la Figura 5.3, presentamos los perfiles típicos de temperatura atmosférica en Mont Terri durante el verano, invierno y la media anual durante el periodo analizado. También mostramos en el mismo gráfico los correspondientes pesos relativos normalizados  $W$  en función de los niveles de presión, utilizados para calcular  $T_{\text{eff}}$ . Los mayores cambios de temperatura se producen por encima de  $\sim 16$  km, donde los pesos relativos son más significativos. Las temperaturas efectivas correspondientes a las curvas medias y  $\theta = 0^\circ$  vienen dadas por  $T_{\text{eff}}^{\text{year}} = (217 \pm 1) \text{ K}$ ,  $T_{\text{eff}}^{\text{summer}} = (225 \pm 1) \text{ K}$

y  $T_{\text{eff}}^{\text{winter}} = (214 \pm 1)$  K. Por lo tanto, hay una diferencia de  $\sim 10$  K entre las condiciones típicas de verano e invierno.

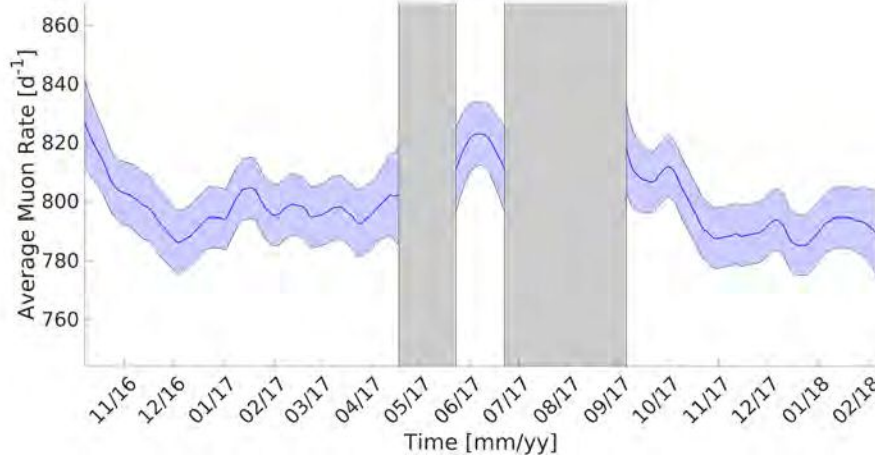


Figura 5.2: Tasa media de muones cósmicos en función del tiempo, calculada utilizando una ventana de media móvil de Hamming de 30 días de ancho. La superficie coloreada delimita el intervalo de confianza del 95%. Las barras grises indican los períodos en los que se interrumpió la adquisición de datos por obras en el Laboratorio Subterráneo de Rocas de Mont Terri.

Comparamos las variaciones de la tasa de muones con las variaciones de la temperatura efectiva en la Figura 5.4 en términos de variaciones relativas (véase la Ecuación 5.1). Por consistencia, aplicamos también una ventana de media móvil de Hamming de 30 días a la serie temporal  $T_{\text{eff}}$ . Las dos curvas medias evolucionan de forma similar en el tiempo. De hecho, el coeficiente de correlación de Pearson entre la desviación respecto a la media de la tasa media de muones y la de la temperatura media efectiva devuelve un valor de 0,81. Calculamos un ajuste lineal entre los dos conjuntos de datos (véase la sección 3), que devuelve un coeficiente de temperatura efectiva de  $\alpha_T = 0.68 \pm 0.03_{\text{stat}} \pm 0.01_{\text{syst}}$ , siendo  $\chi^2/\text{NDF} = 414/381$  el  $\chi^2$  reducido del ajuste (Figura 5.5). La mayor contribución al error sistemático en  $\alpha_T$  proviene de la incertidumbre de  $\pm 0.06$  en el ratio de producción de mesones (Barr et al., 2006), de la incertidumbre de  $\pm 0.31$  K en la temperatura media efectiva (Adamson et al., 2010), y de la incertidumbre de  $\pm 0.026$  TeV en  $E_{\text{th}}$ , la cual resulta de la distribución de opacidades a lo largo de los ejes de observación. Para descartar posibles sesgos sistemáticos, también realizamos un ajuste lineal permitiendo una ordenada al origen distinta de cero. El ajuste resultó en un valor estimado de cero dentro de una incertidumbre de desviación estándar para esta ordenada al origen y un valor ligeramente inferior de  $\alpha_T = 0.67 \pm 0.03_{\text{stat}} \pm 0.01_{\text{syst}}$  para el coeficiente de temperatura efectiva.

El valor teórico esperado es  $\alpha_T^{\text{theory}} = 0.65 \pm 0.02_{\text{stat}} \pm 0.03_{\text{syst}}$ . De este modo, el valor estimado experimentalmente coincide con el teórico, dentro de una desviación estándar. En la Figura 5.6, mostramos nuestro valor estimado de  $\alpha_T$ , junto con un modelo teórico que considera piones y kaones (Agafonova et al., 2018), así como estimaciones de otros



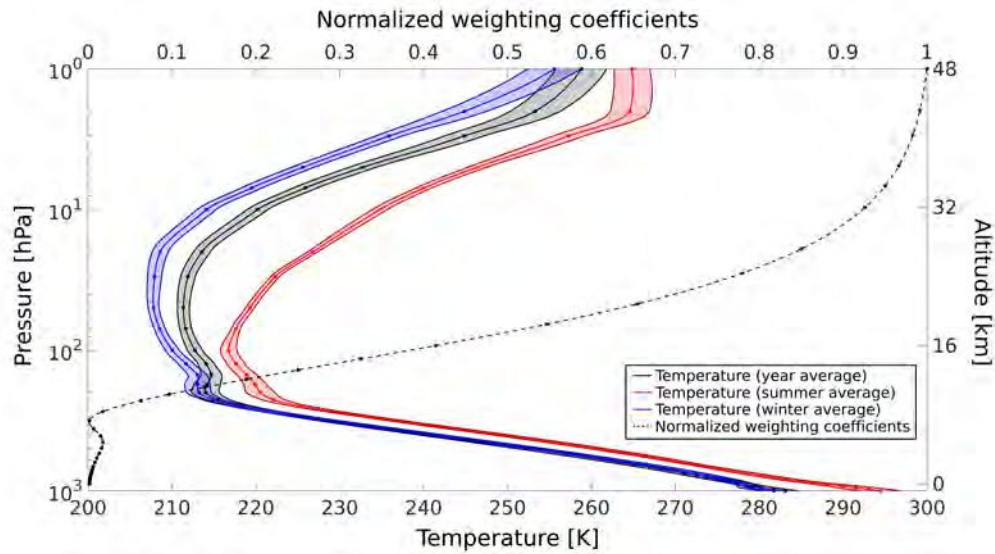


Figura 5.3: Perfiles de temperatura atmosférica (líneas continuas) sobre Mont Terri y pesos relativos (línea discontinua) utilizados para calcular  $T_{\text{eff}}$ , en función del nivel de presión y de la altitud. Los puntos representan los 37 niveles de presión para los que el ECMWF proporciona los conjuntos de datos de temperatura. El eje vertical derecho representa las altitudes aproximadas correspondientes a los niveles de presión del eje vertical izquierdo. La temperatura media estival (línea roja continua) y la temperatura media invernal (línea azul continua) se calculan considerando un periodo de 1,5 meses en cada estación durante 2017. Las superficies coloreadas representan la desviación estándar de  $\pm 1$  en cada curva. Las temperaturas efectivas de cada perfil son las siguientes:  $T_{\text{eff}}^{\text{year}} = (217 \pm 1)$  K,  $T_{\text{eff}}^{\text{summer}} = (225 \pm 1)$  K y  $T_{\text{eff}}^{\text{winter}} = (214 \pm 1)$  K.

experimentos. Nuestra estimación es coherente con la obtenida por An et al. (2018) en condiciones de opacidad similares, así como con el modelo teórico.

Observando de manera más detallada la Figura 5.4, se puede apreciar un incremento anómalo de la temperatura efectiva entre enero y febrero de 2017. Este comportamiento anómalo también se manifiesta en la tasa de muones (véase el recuadro de la Figura 5.4). Para determinar si se produjo un SSW mayor durante este período de tiempo, utilizamos la definición de Charlton et al., 2007, así como el Modern-Era Retrospective analysis for Research and Applications, Version 2, producido por el Goddard Earth Observing System Data Assimilation System (Gelaro et al., 2017). Encontramos que durante el invierno de 2016-2017 se produjo un SSW mayor, con el 1 de febrero como fecha central del calentamiento. En pocos días, la temperatura media zonal en la región polar aumentó en más de 20 K (Figura 5.7a).

Por último, analizamos los cambios producidos por el SSW utilizando la vorticidad potencial de Ertel (Matthewman et al., 2009). Este parámetro cuantifica la localización, tamaño y forma del vórtice polar invernal. La Figura 5.8 muestra la distribución espacial de la vorticidad potencial de Ertel en la superficie de temperatura potencial de 850 K ( $\sim 10$  hPa,  $\sim 32$  km) para tres días diferentes, que son representativos de los cambios provocados. La figura también muestra la distribución espacial de la temperatura efectiva durante estos

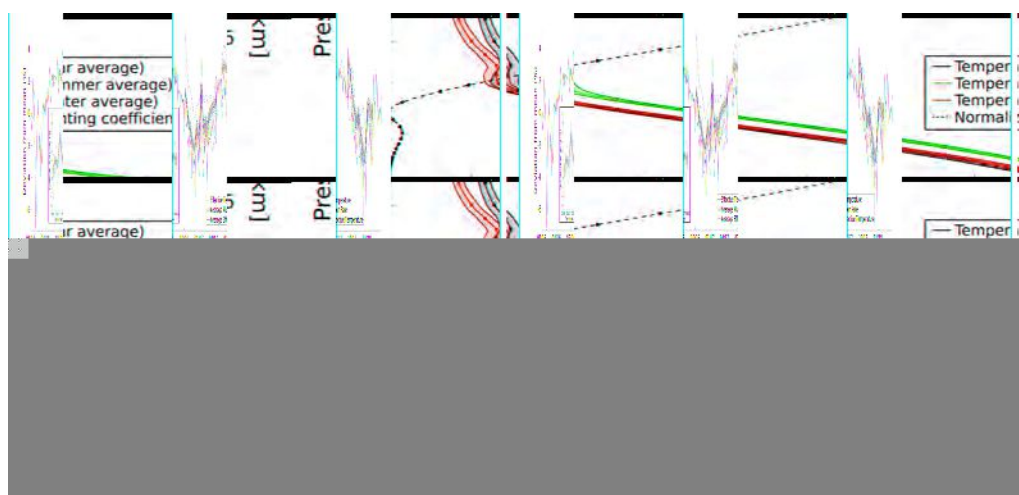


Figura 5.4: Desviaciones porcentuales diarias de la media de la tasa media de muones cósmicos, la temperatura efectiva diaria y la temperatura efectiva media calculada utilizando una ventana de media móvil de Hamming de 30 días de ancho. Las superficies coloreadas delimitan el intervalo de confianza del 95 % asociado a cada curva. El recuadro muestra un zoom alrededor del período de tiempo en el que se detecta un calentamiento estratosférico súbito importante.

tres días. El 1 de enero (Figura 5.8a), la vorticidad y la temperatura presentan condiciones “típicas” de invierno: el vórtice polar está centrado en el Polo, junto con la temperatura efectiva mínima. El 17 de enero, se observa un cambio en la forma del vórtice polar. Es en este momento cuando se produce la mayor anomalía de temperatura efectiva en la región del Mont Terri (Figura 5.8b). El 2 de febrero, es decir, un día después de que el evento pueda clasificarse correctamente como un SSW mayor debido a la inversión del viento zonal promedio en sentido zonal (véase la Figura 5.7b), la forma del vórtice polar sigue siendo anómala, con el máximo de vorticidad potencial “en forma de coma” ahora más cerca del LSR de Mont Terri (Figura 5.8c). Al mismo tiempo, la temperatura efectiva en la región de Mont Terri disminuye hasta valores similares a los del 1 de enero.

## Discusión

Tras un año de mediciones continuas de muones utilizando un detector portátil en condiciones de relativa baja opacidad, encontramos que las variaciones en la temperatura de la atmósfera constituyen la principal causa de las variaciones en la tasa de muones. La correlación entre estas variables fue sugerida inicialmente por una simple comparación de las series temporales de variación relativa. Posteriormente, se confirmó mediante el valor elevado del coeficiente de correlación (0,81) y el coeficiente de temperatura efectiva ajustado, el cual concuerda con el valor teórico predicho para nuestras condiciones particulares de opacidad y ángulo cenital. Adicionalmente, nuestro experimento se llevó a cabo, por coincidencia, en condiciones de opacidad similares a las del detector de Daya Bay, un detector subterráneo de muones diseñado específicamente para experimentos con neutrinos (An et al., 2018). Su estimación correspondiente del coeficiente de temperatura efectivo

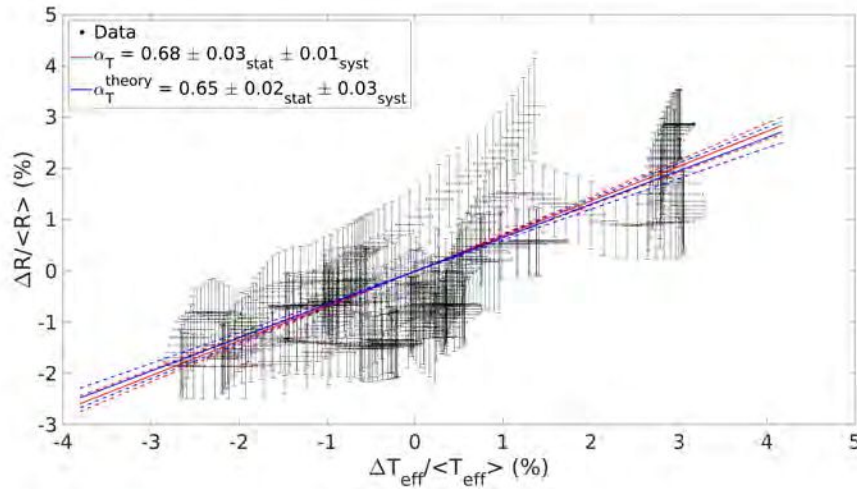


Figura 5.5: Variación relativa de la tasa media de muones cósmicos frente a la variación relativa de la media de la temperatura efectiva, ajustada con una recta con la ordenada al origen fijada en 0. La pendiente resultante es  $\alpha_T = 0.68 \pm 0.03_{\text{stat}} \pm 0.01_{\text{syst}}$  y se representa con una línea roja. La línea azul representa el valor teórico esperado de  $\alpha_T^{\text{theory}} = 0.65 \pm 0.02_{\text{stat}} \pm 0.03_{\text{syst}}$ . Las líneas de puntos representan la incertidumbre de cada uno de los valores.

también coincide con la nuestra (Figura 5.6).

Nuestro detector de muones es sensible a las variaciones de temperatura, tanto estacionales como de corto plazo. La anomalía térmica regional que alcanza su máximo alrededor del 17 de enero de 2017 (Figura 5.4), coincide con el vórtice polar que cambia su forma de un círculo normal centrado en el polo a uno desplazado en "forma de coma" (Figura 5.8). Esta es una característica típica de un SSW (O'Neill, 2003). Además, los criterios de Charlton et al. (2007) para declarar un SSW importante se cumplen 15 días después. La diferencia temporal observada puede explicarse potencialmente por los criterios de viento promediado zonalmente utilizados para definir los SSW importantes, en contraste con el carácter local de las variaciones de temperatura que afectan la producción de muones de alta energía.

En condiciones de opacidad significativamente mayores (3.800 mwe, es decir, más de cinco veces la opacidad del LSR de Mont Terri), el gran detector de muones del experimento Borexino, ubicado en Gran Sasso, Italia, también informó variaciones en la tasa de muones asociadas a este SSW en 2017 (Agostini et al., 2019). Debido a la elevada opacidad, la mayoría de los muones pierde completamente su energía antes de alcanzar el detector. Por lo tanto, solo se detectan muones de alta energía, que son el resultado de la desintegración de mesones progenitores de alta energía. Como explican Grashorn et al. (2010), los mesones de alta energía son particularmente sensibles a las variaciones de temperatura en la atmósfera media, dado su tiempo de vida relativamente largo, lo que incrementa la probabilidad de interacción con la atmósfera antes de su desintegración. Esto se traduce en una mayor sensibilidad a las variaciones de temperatura y, por ende, en un coeficiente de

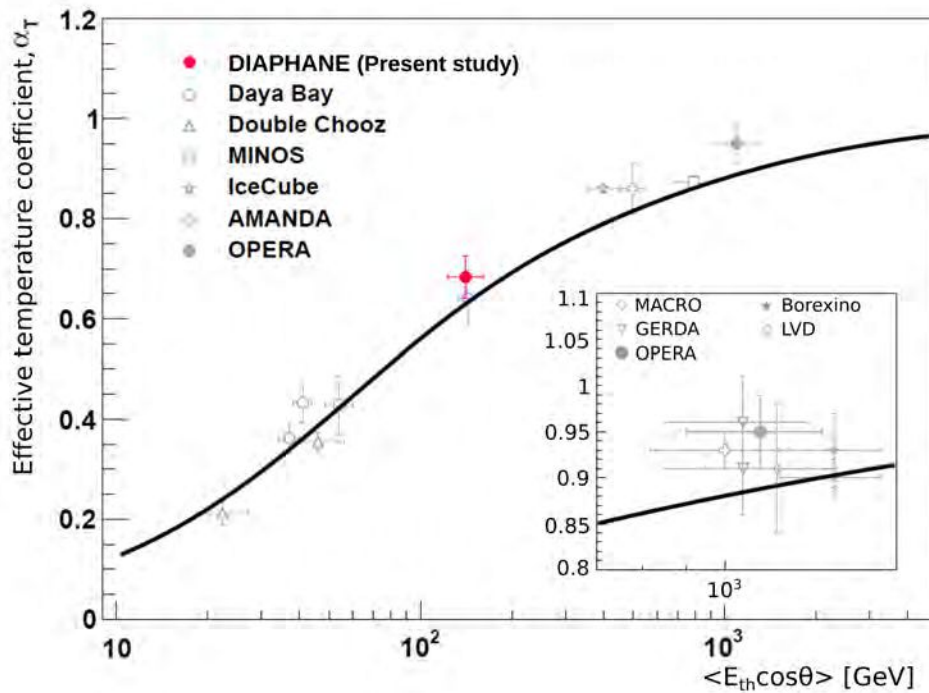


Figura 5.6: Valores experimentales del coeficiente de temperatura efectiva en función de  $\langle E_{th} \cos \theta \rangle$ . El punto rojo representa el presente estudio. La línea negra continua representa un modelo teórico. El recuadro muestra los experimentos realizados en el laboratorio subterráneo Gran Sasso. Figura adaptada de Agafonova et al. (2018).

temperatura efectivo mayor (véase la Figura 5.6). A pesar de encontrarnos en condiciones menos favorables en términos de aceptación del detector y profundidad del túnel, nuestro detector de muones portátil también logró identificar estos efectos a corto plazo (15 días) que están directamente relacionados con la dinámica de la atmósfera media (Figura 5.4).

En comparación con las mediciones lidar, que pueden obtener perfiles de temperatura a decenas de kilómetros de altitud pero tienen una cobertura global muy estrecha (solo tan amplia como el haz láser), los detectores de muones proporcionan de forma natural mediciones integradas en altitud y una mayor cobertura horizontal. Nuestros resultados sugieren que podrían utilizarse detectores de muones pequeños y asequibles para estudiar las variaciones de temperatura en la atmósfera media sin recurrir, por ejemplo, a sistemas lidar costosos. Además de ser transportables, tienen la ventaja de no requerir condiciones de alta opacidad. Se necesitaría una opacidad mínima de 50 mwe para filtrar los muones de baja energía dependientes de la temperatura (Grashorn et al., 2010). Adicionalmente, los muones de baja energía también pueden verse influenciados por otros fenómenos, como las variaciones de presión atmosférica (Jourde et al., 2016b), por lo que consideramos óptimo filtrarlos. No obstante, las condiciones de cielo abierto podrían aportar nuevos conocimientos sobre los fenómenos atmosféricos (por ejemplo, Hariharan et al., 2019) y es necesario realizar más estudios experimentales para comprender de manera más profunda

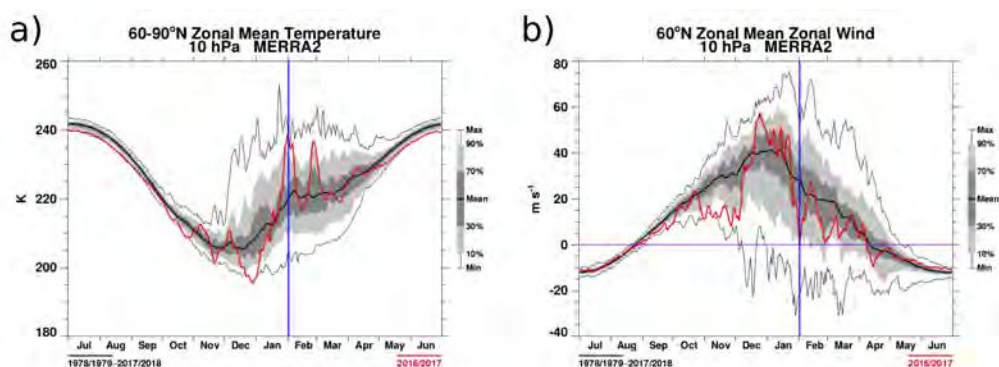


Figura 5.7: Los datos MERRA-2 del Sistema de Asimilación de Datos del Sistema Goddard de Observación de la Tierra utilizados para definir los episodios de calentamiento estratosférico súbito. (a) Temperaturas medias zonales promediadas en 60°N-90°N. (b) Viento zonal medio en 60°N. La curva roja denota valores para el periodo 2016-2017, y la curva negra gruesa corresponde a valores climatológicos promediados desde 1978 hasta 2018. Las líneas azules verticales hacen referencia a un calentamiento estratosférico súbito mayor para ese invierno.

los límites de esta metodología. Así, los detectores podrían instalarse en cualquier instalación subterránea que disponga de acceso a energía eléctrica y transmisión de datos en tiempo real, como, por ejemplo, una red Wi-Fi, tal es el caso de los túneles de carretera. En Europa, hay numerosas instalaciones subterráneas de investigación que cumplen con estas condiciones (por ejemplo, el Laboratorio Subterráneo de Mont Terri en Suiza, 47.4°N; el Laboratorio Subterráneo de LSBB en Francia, 43.9°N; y el Laboratorio Subterráneo de Canfranc en España, 42.7°N). Estos experimentos podrían ser cruciales para llenar el vacío actual de datos relacionados con la dinámica atmosférica media, en particular el estudio de las anomalías de temperatura asociadas al SSW en latitudes medias (Sox et al., 2016). Además, la técnica podría utilizarse para estudiar fenómenos similares en el hemisferio sur. La temperatura atmosférica efectiva a la que es sensible la tasa de muones es una media ponderada de un perfil de temperatura de 0 a 50 km, con pesos cada vez más significativos a mayor altitud (Grashorn et al., 2010). De hecho, el 70 % de los pesos totales se encuentran entre 50 y 26 km, el 90 % entre 50 y 18 km, y el 95 % entre 50 y 15 km (ver Figura 5.3). En consecuencia, las variaciones de la tasa de muones son sensibles sobre todo a las variaciones de temperatura en la alta estratosfera. Por lo tanto, las mediciones de muones pueden complementar los estudios lidar mesosféricos (por ejemplo, Sox et al. (2016) y Yuan et al. (2012)). En relación al soporte espacial, en la configuración empleada en este experimento (ver la sección 2), la apertura angular total del detector es de aproximadamente  $\pm 40^\circ$ . Sin embargo, más del 95 % de los muones se registran dentro de una apertura de  $\pm 30^\circ$ . A una distancia de 50 km, esto representa una superficie de  $50 \times 50 \text{ km}^2$ . Por lo tanto, las mediciones de muones pueden ser utilizadas para muestrear un comportamiento atmosférico de alcance más regional.

Además de las aplicaciones potenciales en los estudios atmosféricos, los detectores por-

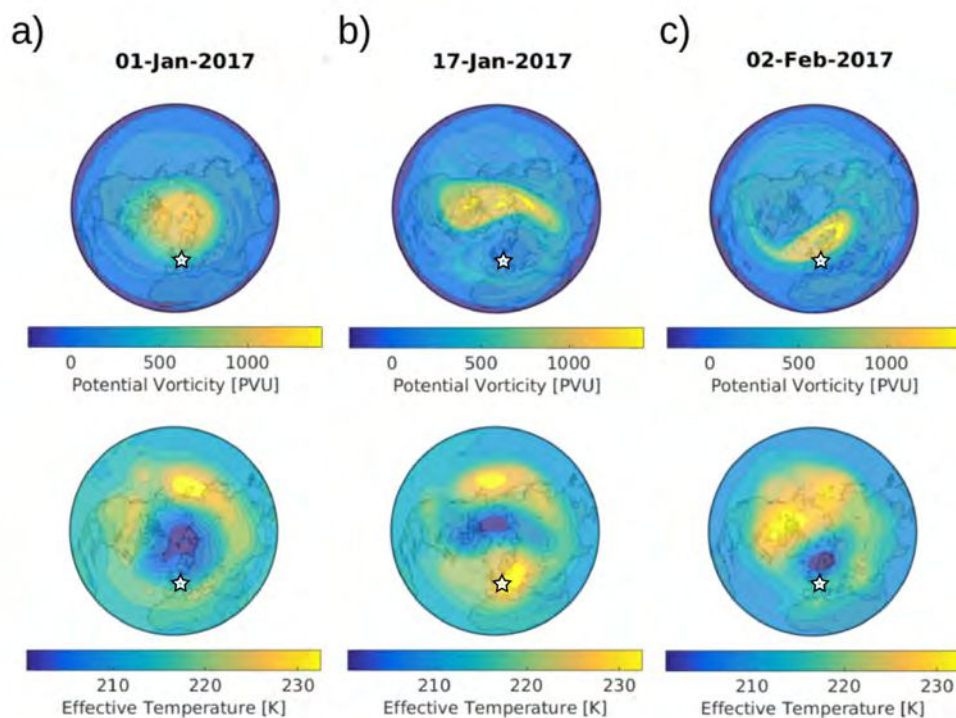


Figura 5.8: Vorticidad potencial en la superficie de temperatura potencial de 850 K (fila superior) y temperatura efectiva (fila inferior) para (a) 1 de enero, (b) 17 de enero y (c) 2 de febrero de 2017, derivadas del conjunto de datos del ECMWF. Los mapas están centrados en el Polo Norte, y la ubicación del LSR de Mont Terri ( $47.38^{\circ}\text{N}$ ,  $7.17^{\circ}\text{E}$ ), cerca de la ciudad de Saint-Ursanne, Suiza, está representada con una estrella.  $1 \text{ PVU} = 10^{-6} \text{ K m}^2 \text{ Kg}^{-1} \text{ s}^{-1}$ .

tátiles de muones pueden utilizarse para calibrar con precisión la curva de temperatura efectiva (Figura 5.6). Hasta ahora, las configuraciones experimentales destinadas a estimar estos valores se han enfocado predominantemente en condiciones de alta o baja opacidad. Sin embargo, mediante nuestro enfoque, podríamos muestrear la curva de manera más uniforme. Este objetivo se podría alcanzar incluso en un único túnel, al variar la orientación de nuestro detector, lo cual permitirá modificar tanto las condiciones de opacidad como el ángulo cenital.

Nuestros hallazgos tienen implicaciones directas para las aplicaciones destinadas a caracterizar las variaciones de densidad en el subsuelo (por ejemplo, Jourde et al., 2016a). De hecho, el seguimiento sincrónico de la tasa de muones en cielo abierto, mientras se lleva a cabo una imagen continua de un cuerpo geológico (por ejemplo, la monitorización de la densidad), puede no resultar suficiente para caracterizar la influencia de las variaciones de temperatura en la alta atmósfera. Esto se debe a que el efecto relativo sobre la cantidad total de muones registrados se incrementa con la opacidad. A su vez, la posibilidad de mejorar la calibración de la dependencia de la tasa de muones con la dinámica de la atmósfera media es crucial para eliminar con seguridad este efecto. Este efecto será cada vez

más significativo en latitudes más altas, debido al aumento de las variaciones estacionales de temperatura y al incremento de la opacidad de las rocas. En Mont Terri (47.38°N), las variaciones de temperatura efectiva relativa pueden alcanzar el 4%. Dado el coeficiente de temperatura efectiva estimado, esto implica cambios en la tasa de muones de hasta el 3% (véase la Figura 5.4). Sin embargo, los cambios en la tasa de muones serían, como máximo, del 1% si la opacidad se redujera en un orden de magnitud hasta 70 mwe, o, equivalentemente, 26 m de roca estándar, para observaciones verticales.

Por último, las variaciones de la temperatura relativa y de la tasa de muones no siempre coinciden en la Figura 5.4, a pesar de utilizar la misma ventana para calcular valores medios. De forma equivalente, en la Figura 5.5 se observan desviaciones de la relación lineal de hasta el 2% y, sobre todo, de alrededor del 1%. Las desviaciones de una correspondencia perfecta se deben presumiblemente a fenómenos físicos que influyen en la tasa de muones, distintos de la temperatura atmosférica efectiva. Las variaciones derivadas de cambios en los rayos cósmicos primarios o cambios en el campo geomagnético inducidos por el viento solar suelen tener escalas temporales mucho menores (por ejemplo, de segundos a horas) o mucho mayores (por ejemplo, un ciclo solar de  $\sim 11$  años). Los cambios recientes, reportados como inducidos por fenómenos atmosféricos a menor altitud, como las tormentas eléctricas, solo duraron 10 minutos (Hariharan et al., 2019). Además, los muones de baja energía, afectados por variaciones de la presión atmosférica (Jourde et al., 2016b) se filtran en los primeros metros de roca en nuestro experimento. Una explicación mucho más probable podría atribuirse a cambios en el contenido de agua subterránea de la roca que recubre el LSR de Mont Terri y será objeto de próximas publicaciones.

## **Conclusiones**

Reportamos por primera vez sensibilidad a las variaciones de temperatura de la atmósfera media utilizando un detector de muones portátil. Los cambios detectados están asociados no solo a variaciones estacionales, sino también a variaciones a corto plazo (15 días) causadas por un Calentamiento Estratosférico Súbito (SSW). La ocurrencia de este evento se verificó aplicando una definición estándar de SSWs y también se observó mediante variaciones regionales de temperatura y vórtices polares, obtenidos a partir de los datos del reanálisis del ECMWF y del Modern-Era Retrospective analysis for Research and Applications, Version 2. Los reportes anteriores sobre la sensibilidad de la tasa de muones a estos fenómenos solo existen para detectores de muones grandes, costosos e inmóviles, a menudo asociados a experimentos de neutrinos y condiciones de alta capacidad. Nuestros hallazgos implican que los detectores de muones portátiles pueden ser utilizados para estudiar más a fondo las variaciones de temperatura a corto plazo y para mejorar la curva de calibración de la dependencia de la tasa de muones con respecto a un valor de temperatura efectivo. Esto, a su vez, resulta crucial para las aplicaciones geofísicas destinadas a estudiar

los procesos del subsuelo mediante la caracterización de los cambios de densidad utilizando muones.



## Referencias

- Abrahão, T. et al. (2017). «Cosmic-muon characterization and annual modulation measurement with Double Chooz detectors». *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2017.02, pág. 017.
- Adamson, P. et al. (2010). «Observation of muon intensity variations by season with the MINOS far detector». *Physical Review D* 81.1, pág. 012001.
- Adamson, P. et al. (2014). «Observation of muon intensity variations by season with the MINOS near detector». *Physical Review D* 90.1, pág. 012010.
- Agafonova, N. et al. (2018). «Measurement of the cosmic ray muon flux seasonal variation with the OPERA detector». *arXiv preprint arXiv:1810.10783*.
- Agostini, M. et al. (2016). «Flux modulations seen by the muon veto of the GERDA experiment». *Astroparticle Physics* 84, págs. 29-35.
- Agostini, M. et al. (2019). «Modulations of the Cosmic Muon Signal in Ten Years of Borexino Data». *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2019.02, pág. 046.
- Ambrosio, M. et al. (1997). «Seasonal variations in the underground muon intensity as seen by MACRO». *Astroparticle Physics* 7.1-2, págs. 109-124.
- An, F. et al. (2018). «Seasonal variation of the underground cosmic muon flux observed at Daya Bay». *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2018.01, pág. 001.
- Barrett, P. H. et al. (1952). «Interpretation of cosmic-ray measurements far underground». *Reviews of Modern Physics* 24.3, pág. 133.
- Bouchta, A. (1999). «Seasonal variation of the muon flux seen by AMANDA». *the proceedings of the International Cosmic Ray Conference*. Vol. 2, pág. 108.
- Charlton, A. J. y L. M. Polvani (2007). «A new look at stratospheric sudden warmings. Part I: Climatology and modeling benchmarks». *Journal of Climate* 20.3, págs. 449-469.
- Copernicus Climate Change Service (C3S) (2017). *ERA5: Fifth generation of ECMWF atmospheric reanalyses of the global climate*.
- Desiati, P. et al. (2011). «Seasonal variations of high energy cosmic ray muons observed by the Icecube observatory as a probe of kaon/pion ratio». *the proceedings of the 32nd International Cosmic Ray Conference, August 11–18, Beijing, China*.
- Gaisser, T. K., R. Engel y E. Resconi (2016). *Cosmic rays and particle physics*. Cambridge University Press.
- Gelaro, R. et al. (2017). «The modern-era retrospective analysis for research and applications, version 2 (MERRA-2)». *Journal of Climate* 30.14, págs. 5419-5454.
- Goncharenko, L. et al. (2010). «Unexpected connections between the stratosphere and ionosphere». *Geophysical Research Letters* 37.10.
- Grashorn, E. et al. (2010). «The atmospheric charged kaon/pion ratio using seasonal variation methods». *Astroparticle Physics* 33.3, págs. 140-145.
- Hamming, R. W. (1998). *Digital filters*. Courier Corporation.

- Hariharan, B. et al. (2019). «Measurement of the electrical properties of a thundercloud through muon imaging by the GRAPES-3 experiment». *Physical Review Letters* 122.10, pág. 105101.
- Hebbeker, T. y C. Timmermans (2002). «A compilation of high energy atmospheric muon data at sea level». *Astroparticle Physics* 18.1, págs. 107-127.
- Jourde, K. (2015). «Un nouvel outil pour mieux comprendre les systèmes volcaniques: la tomographie par muons, application à la Soufrière de Guadeloupe». PhD Thesis. Institut de Physique du Globe de Paris (IPGP).
- Jourde, K. et al. (2016a). «Muon dynamic radiography of density changes induced by hydrothermal activity at the La Soufrière of Guadeloupe volcano». *Scientific Reports* 6, pág. 33406.
- Jourde, K. et al. (2016b). «Monitoring temporal opacity fluctuations of large structures with muon radiography: a calibration experiment using a water tower». *Scientific Reports* 6, pág. 23054.
- Kang, W. y E. Tziperman (2017). «More frequent sudden stratospheric warming events due to enhanced MJO forcing expected in a warmer climate». *Journal of Climate* 30.21, págs. 8727-8743.
- Lesparre, N. et al. (2010). «Geophysical muon imaging: feasibility and limits». *Geophysical Journal International* 183.3, págs. 1348-1361.
- Lesparre, N. et al. (2012). «Design and operation of a field telescope for cosmic ray geophysical tomography». *Geoscientific Instrumentation, Methods and Data Systems* 1, págs. 33-42.
- Limpasuvan, V., D. W. Thompson y D. L. Hartmann (2004). «The life cycle of the Northern Hemisphere sudden stratospheric warmings». *Journal of Climate* 17.13, págs. 2584-2596.
- Liu, H.-L. y R. Roble (2002). «A study of a self-generated stratospheric sudden warming and its mesospheric–lower thermospheric impacts using the coupled TIME-GCM/CCM3». *Journal of Geophysical Research: Atmospheres* 107.D23, ACL-15.
- Marteau, J. et al. (2012). «Muons tomography applied to geosciences and volcanology». *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 695, págs. 23-28.
- Marteau, J. et al. (2014). «Implementation of sub-nanosecond time-to-digital convertor in field-programmable gate array: applications to time-of-flight analysis in muon radiography». *Measurement Science and Technology* 25.3, pág. 035101.
- Marteau, J. et al. (2017). «DIAPHANE: Muon tomography applied to volcanoes, civil engineering, archaeology». *Journal of Instrumentation* 12.02, pág. C02008.
- Matthewman, N. J. et al. (2009). «A new look at stratospheric sudden warmings. Part III: Polar vortex evolution and vertical structure». *Journal of Climate* 22.6, págs. 1566-1585.

- O'Callaghan, A. et al. (2014). «The effects of different sudden stratospheric warming types on the ocean». *Geophysical Research Letters* 41.21, págs. 7739-7745.
- O'Neill, A. (2003). «Stratospheric sudden warmings». *Encyclopedia of Atmospheric Sciences*. Ed. por J. R. Holton, J. A. Pyle y J. A. Curry. Elsevier, págs. 1342-1353.
- Osprey, S. et al. (2009). «Sudden stratospheric warmings seen in MINOS deep underground muon data». *Geophysical Research Letters* 36.5.
- Rosas-Carbajal, M. et al. (2017). «Three-dimensional density structure of La Soufrière de Guadeloupe lava dome from simultaneous muon radiographies and gravity data». *Geophys. Res. Lett.* 44, págs. 6743-6751. DOI: 10.1002/2017GL074285.
- Scherhag, R. (1952). «Die explosionartigen Stratosphärenwarmungen des Spätwinters 1951-1952». *Ber. Deut. Wetterd.* 6, págs. 51-63.
- Schimanke, S. et al. (2013). «Variability and trends of major stratospheric warmings in simulations under constant and increasing GHG concentrations». *Climate Dynamics* 40.7-8, págs. 1733-1747.
- Sox, L. et al. (2016). «Connection between the midlatitude mesosphere and sudden stratospheric warmings as measured by Rayleigh-scatter lidar». *Journal of Geophysical Research: Atmospheres* 121.9, págs. 4627-4636.
- Tanabashi, M. et al. (2018). «(Particle Data Group)». *Phys. Rev. D* 98.030001.
- Thompson, D. W., M. P. Baldwin y J. M. Wallace (2002). «Stratospheric connection to Northern Hemisphere wintertime weather: Implications for prediction». *Journal of Climate* 15.12, págs. 1421-1428.
- Tramontini, M. et al. (2019). «Middle-Atmosphere Dynamics Observed With a Portable Muon Detector». *Earth and Space Science* 6.10, págs. 1865-1876. DOI: 10.1029/2019ea000655.
- Vigorito, C. F. et al. (2017). «Underground flux of atmospheric muons and its variations with 25 years of data of the LVD experiment». *PoS*, pág. 291.
- Yuan, T. et al. (2012). «Wind and temperature response of midlatitude mesopause region to the 2009 sudden stratospheric warming». *Journal of Geophysical Research: Atmospheres* 117.D9.



## Capítulo 6

# Caracterización de la sensibilidad del flujo de muones a cambios en el almacenamiento de agua subterránea

La muografía se utiliza cada vez más en geofísica para estudiar la distribución de densidad del subsuelo. Una tendencia natural será utilizar mediciones continuas de muones para monitorear cambios de densidad en tiempo real, por ejemplo asociados a variaciones del agua subterránea. Este capítulo se basa en el trabajo traducido presentado en Tramontini et al. (2024), en el cual utilizamos, por primera vez, una adquisición continua de datos de muografía para estimar las variaciones en el almacenamiento de agua subterránea en el subsuelo. Luego de corregir el único efecto externo significativo en la variación del flujo de muones entrantes, específicamente los cambios de temperatura en la atmósfera media, encontramos regiones en las que la evolución de la tasa de muones a lo largo del tiempo presenta diferencias notables. Este trabajo consiste en un conjunto de datos original que demuestra que la sensibilidad del método en las estimaciones de almacenamiento de agua subterránea puede mejorarse mediante un ajuste adecuado de la geometría del experimento. Las implicaciones de estos resultados son dobles, dada su relevancia tanto para la hidrogeofísica como para la obtención de imágenes del subsuelo. El artículo en su formato e idioma original se encuentra en el Apéndice B.3.

### **Título original**

Defining the sensitivity of cosmic ray muons to groundwater storage changes

### **Título**

Definición de la sensibilidad de los muones de rayos cósmicos a los cambios en el almacenamiento de agua subterránea

## **Resumen**

La cuantificación de las variaciones en el almacenamiento de agua subterránea es clave para la gestión sostenible de los recursos hídricos, la estimación de las sequías, los impactos del cambio climático, y la protección medioambiental de la Zona Crítica. A pesar de los numerosos métodos geofísicos utilizados tradicionalmente para inferir indirectamente el almacenamiento de aguas subterráneas, todavía existen limitaciones en las escalas espaciales y temporales abarcadas. Además, la cuantificación de la masa de agua subterránea se suele realizar a través de variables indirectas, ya que pocos métodos caracterizan una propiedad física directamente ligada al contenido volumétrico de agua. En este trabajo, empleamos por primera vez la muografía para investigar las variaciones de agua subterránea en el orden de 100 m. Estudiamos un acuífero kárstico montañoso en el Laboratorio Subterráneo de Rocas (LSR) de Mont Terri, Suiza. Utilizamos un detector de muones para calcular una radiografía de densidad de masa media y estudiar las variaciones de la tasa de muones a lo largo del tiempo. Tras corregir estas variaciones para tener en cuenta los efectos atmosféricos, interpretamos las series temporales de muones en términos de cambios en el almacenamiento de agua subterránea. Las comparaciones con el caudal de un río cercano y los datos volumétricos del contenido de agua del suelo muestran patrones de variación similares a las variaciones de agua subterránea estimada a partir de nuestras mediciones de muones. Dado que observamos cambios significativos únicamente en una región específica del volumen estudiado por nuestro detector, analizamos en detalle el papel que juega la configuración geométrica del experimento en la sensibilidad de la muografía a las variaciones de agua subterránea. Encontramos que la relación geométrica entre las trayectorias de los muones detectados y la topografía tiene un efecto significativo en la amplitud de las variaciones detectadas. Este resultado apunta a un potencial monitoreo del almacenamiento de agua subterránea basado en muones, con configuraciones experimentales optimizadas para amplificar la señal de almacenamiento de agua subterránea.

## **Introducción**

La superficie externa de los continentes, que se extiende desde los límites exteriores de la vegetación hasta la zona de agua subterránea, inclusive, se ha denominado “la Zona Crítica” para destacar su papel crucial en la “disponibilidad de recursos que sustentan la vida” (Gaillardet et al., 2018). Las componentes superficiales de almacenamiento de agua dulce, tales como arroyos, lagos, nieve y glaciares, son fácilmente observables en nuestros paisajes. Sin embargo, una parte significativa de los recursos hídricos continentales reside bajo tierra en los sistemas de agua subterránea, los cuales son ampliamente inaccesibles a las observaciones directas. Los sistemas de aguas subterráneas se alojan en acuíferos heterogéneos de gran espesor y complejidad (Gleeson et al., 2014). El agua fluye lentamente

a través de capas geológicas que alcanzan hasta varios kilómetros de profundidad. Durante su trayectoria, el agua intercepta de forma local la superficie, donde interactúa con ríos o humedales y, por ende, con la atmósfera y el océano (Alley et al., 2002).

Los métodos geofísicos son fundamentales para caracterizar y monitorear la parte subsuperficial de los sistemas hidrológicos, abarcando escalas espaciales y temporales que van desde la escala de los poros hasta kilómetros, y desde segundos hasta años (Hermans et al., 2023). Estos métodos son indirectos y permiten inferir diferentes propiedades físicas del subsuelo, como la resistividad eléctrica (McGarr et al., 2021), la velocidad sísmica (Blazevic et al., 2020), la densidad (Crossley et al., 2013), el potencial espontáneo (Grobbe et al., 2021) y el contenido de hidrógeno del fluido en los poros (L. Schmidt et al., 2020), todos los cuales están relacionados con el contenido volumétrico de agua. Los métodos basados en satélites, como la interferometría de radar de apertura sintética (InSAR) y el Experimento de Recuperación de Gravedad y Clima (GRACE, por sus siglas en inglés), constituyen herramientas importantes que pueden utilizarse para cuantificar los cambios en el almacenamiento de agua subterránea en grandes áreas geográficas. InSAR proporciona mediciones precisas de la deformación de la superficie con una precisión del orden de unos pocos mm/año a lo largo de superficies que varían desde 100 km<sup>2</sup> hasta 5000 km<sup>2</sup> (Castellazzi et al., 2016), pero su aplicación se encuentra limitada a acuíferos que experimentan una deformación medible debido a las respuestas poroelásticas a los cambios en el nivel freático. GRACE, por su parte, mide el campo gravitatorio de la Tierra con una alta sensibilidad (R. Schmidt et al., 2008). Esto le permite detectar cambios de masa equivalentes a un disco de agua de aproximadamente 1 centímetro de espesor en la superficie terrestre, que abarca unos cientos de kilómetros o más (Longuevergne et al., 2010). Estas técnicas resultan eficaces para monitorear variaciones de agua subterránea a escalas regionales y de cuenca, aunque su resolución espacial es limitada. Por lo tanto, no son adecuadas para estudios locales detallados, que normalmente requieren un enfoque del orden de cientos de metros.

Los métodos geofísicos basados en rayos cósmicos ofrecen alternativas prometedoras para la estimación de la humedad del suelo y la evaluación de las aguas subterráneas a escalas espaciales intermedias. La detección de neutrones generados por rayos cósmicos ha demostrado ser eficaz en la estimación del contenido de humedad del suelo en áreas que abarcan varios cientos de metros, proporcionando mediciones volumétricas de la humedad del suelo en las capas cercanas a la superficie (Evans et al., 2016; Köhli et al., 2015). Del mismo modo, se ha comprobado que la atenuación del flujo de electrones de rayos cósmicos es sensible a las variaciones en el contenido de agua del suelo después de eventos de precipitación (Taketa et al., 2022). No obstante, estos métodos tienen limitaciones, ya que se restringen a la escala de centímetros, y solo ofrecen información acerca de las capas más superficiales del suelo. A esta escala, se evidencia una falta de métodos geofísicos

que puedan cuantificar con precisión las variaciones de las aguas subterráneas; es decir, que sean capaces de relacionar directamente la propiedad física medida con el contenido volumétrico de agua en un área específica.

La muografía es un método geofísico bastante reciente, que es directamente sensible a la densidad de los cuerpos geológicos. Utiliza muones de rayos cósmicos, que son partículas subatómicas generadas por la interacción de los rayos cósmicos con la atmósfera terrestre. Debido a su naturaleza penetrante, los muones pueden alcanzar el subsuelo, lo que los hace adecuados para la obtención de imágenes no invasivas de cuerpos geológicos (Bonechi et al., 2020). La muografía consiste en medir la atenuación del flujo natural de muones que llega a la superficie de la Tierra después de atravesar la materia. Al detectar el flujo de muones desde diferentes direcciones, es posible reconstruir imágenes de contrastes de densidad en cuerpos geológicos. Una consideración clave de la muografía es que el detector debe colocarse cuesta abajo o debajo de la región de interés, ya que los muones llegan desde arriba. Este requisito hace que los túneles y las cavidades naturales sean lugares adecuados para instalar detectores de muones, ofreciendo oportunidades para aplicar el método. Esta técnica de obtención de imágenes se ha aplicado con éxito a diversas aplicaciones geofísicas (Bonomi et al., 2020), incluyendo la obtención de imágenes de la distribución de densidad de los edificios volcánicos (Bajou et al., 2023; Rosas-Carbajal et al., 2017), la detección de cavidades ocultas (Morishima et al., 2017; Cimmino et al., 2019), la reconstrucción de la morfología del lecho rocoso bajo un glaciar activo (Nishiyama et al., 2019), la cartografía de estructuras subterráneas (Borselli et al., 2022), la exploración minera de yacimientos (Beni et al., 2023), y la detección de la presencia de discontinuidades producidas por sistemas kársticos (Lesparre et al., 2016), entre otras aplicaciones (Cohu et al., 2023).

La adquisición continua de datos de muones ha mostrado un potencial prometedor para monitorear la actividad hidrotermal en volcanes, como el de La Soufrière de Guadalupe en las Antillas Menores, Francia (Jourde et al., 2016b; Le Gonidec et al., 2019). La muografía también se ha utilizado para estudiar los cambios de densidad de masa a lo largo del tiempo (Oláh et al., 2023), y para monitorear los flujos de escombros impulsados por gravedad en el volcán Sakurajima, Japón (Oláh et al., 2021). Las aplicaciones de seguimiento temporal y monitoreo mencionadas sugieren que la muografía podría ser fundamental para superar las limitaciones actuales que existen entre las estimaciones de almacenamiento de agua subterránea, derivadas de mediciones satelitales regionales, y las mediciones puntuales obtenidas a través de sondeos. Las variaciones en el contenido de agua subterránea se traducen directamente en fluctuaciones en la cantidad de materia que los muones encuentran al llegar a los detectores instalados bajo tierra. Esta relación directa entre los cambios en la masa del subsuelo y la tasa de muones medida podría dar lugar a variaciones significativas, las cuales estarían relacionadas con la evolución de los cambios en el almacenamiento de agua.

Trabajos anteriores han establecido una correlación entre las variaciones de temperatura



de la atmósfera media y la tasa de muones registrada bajo tierra (Osprey et al., 2009). Este hallazgo evidenció la sensibilidad de la muografía a las condiciones atmosféricas, así como la importancia de considerar estos factores externos en la interpretación de las mediciones de muones subterráneas (Tramontini et al., 2019), ya que este efecto se vuelve más significativo a medida que aumenta la opacidad del sitio Grashorn et al., 2010.

En este trabajo, utilizamos la muografía para estudiar las variaciones de agua subterránea en los alrededores del Laboratorio Subterráneo de Rocas de Mont Terri (LSR), Suiza. Tras corregir el efecto de la temperatura atmosférica, analizamos las variaciones de la tasa de muones a partir de una serie de mediciones continuas de muones, y comparamos las tasas de muones corregidas con diferentes conjuntos de datos asociados al contenido de agua subterránea. Proponemos un modelo para explicar las diferencias en la sensibilidad de la tasa de muones a las variaciones del agua subterránea, observadas en las distintas regiones escaneadas. Finalizamos con una discusión sobre las implicaciones para futuros experimentos y para los usos potenciales de la muografía en hidrogeofísica en general.

### **Diseño experimental**

El Laboratorio Subterráneo de Rocas de Mont Terri (LSR) es una instalación de investigación situada en las montañas del Jura, Suiza (Figura 6.1). La instalación ha estado operativa desde 1996 y se ha utilizado para diversos proyectos de investigación relacionados con la caracterización hidrogeológica, geoquímica y geotécnica de una formación arcillosa centrada en el almacenamiento de residuos radiactivos y CO<sub>2</sub>, incluyendo, más recientemente, el almacenamiento de calor (Bossart et al., 2018). El perfil geológico y la clasificación hidrogeológica en el LSR de Mont Terri se presentan en la Figura 6.2a. La región de estudio contiene dos acuíferos karstificados distintos, separados por un acuitardo formado por esquistos. El acuífero local, situado al norte del valle, presenta tasas de infiltración superiores en comparación con el acuífero regional, localizado en la parte sur. Basado en la clasificación hidrogeológica de Marschall et al. (2004), el acuífero local se compone principalmente de calizas arenosas que presentan fisuras y características kársticas, con tasas de infiltración que oscilan entre  $12 \text{ l s}^{-1}$  y  $200 \text{ l s}^{-1}$ , debido a características localizadas de conducción del agua. Por el contrario, el acuífero regional está formado por calizas fisuradas y karstificadas, con caudales que superan  $1 \text{ l s}^{-1}$ . Como barrera entre estos acuíferos, el acuitardo está constituido por margas esquistosas, calizas y arcillas margosas. Debido a esta configuración distintiva, el LSR de Mont Terri representa un lugar excepcional para la realización de experimentos de muografía en el marco de estudios hidrogeológicos.

El detector de muones utilizado en este estudio fue desarrollado por el proyecto DIAPHANE (por ejemplo, Marteau et al. (2012), Marteau et al. (2017)). Está formado por tres matrices de detección, las cuales se componen de  $N_x = 16$  y  $N_y = 16$  barras de centelleadores plásticos, en las direcciones horizontal y vertical. Estas matrices definen  $16 \times 16$

píxeles de  $5 \times 5 \text{ cm}^2$  cada uno (Figura 6.2b). La distancia entre las matrices delantera y trasera se encuentra fijada en 100 cm. Cuando un muon atraviesa las tres matrices del detector en coincidencia temporal, se registra un evento y se reconstruye la trayectoria correspondiente a partir de los conjuntos de píxeles disparados en cada matriz. La detección de muones se lleva a cabo mediante el uso de fibras de cambio de longitud de onda (WLS, por sus siglas en inglés) que transportan los fotones generados por los centelleadores a los fotomultiplicadores (PMT, por sus siglas en inglés) para su detección. Se pueden encontrar más detalles sobre la cadena optoelectrónica en Marteau et al. (2014). Debido al gran volumen de roca bajo estudio en relación al tamaño del detector, admitimos una aproximación puntual del detector, donde los eventos con píxeles en la misma dirección relativa se consideran que corresponden a la misma trayectoria (Lesparre et al., 2010). Esta aproximación proporciona un total de  $(2N_x - 1) \times (2N_y - 1) = 961$  ejes de observación  $\hat{r}_{i,j}$ , donde  $(i, j) = (x, y)_{\text{front}} - (x, y)_{\text{rear}}$  y  $(x, y)_{\text{front}}$  y  $(x, y)_{\text{rear}}$  representan los píxeles  $(x, y)$  de las matrices frontales y traseras, respectivamente. De esta manera, cada  $\hat{r}_{i,j}$  corresponde a una única dirección angular.

En este trabajo, utilizamos un conjunto de datos de muones adquiridos por el detector de muones instalado en el LSR de Mont Terri desde octubre de 2016 hasta febrero de 2018. El conjunto de datos abarca 365 días de adquisición, teniendo en cuenta las interrupciones en la adquisición por obras en el lugar. El detector se instaló en el Nicho IS, a 220 m por debajo de la superficie, con una inclinación de  $65^\circ$  y orientado  $152^\circ\text{N}$ . Debido a la configuración empleada, el rango de espesor de roca atravesada por los muones es de 200-500 m. Previamente a las mediciones subterráneas, se llevó a cabo un experimento de calibración que consistió en medir el flujo de muones a cielo abierto en el cenit (Lesparre et al., 2010).

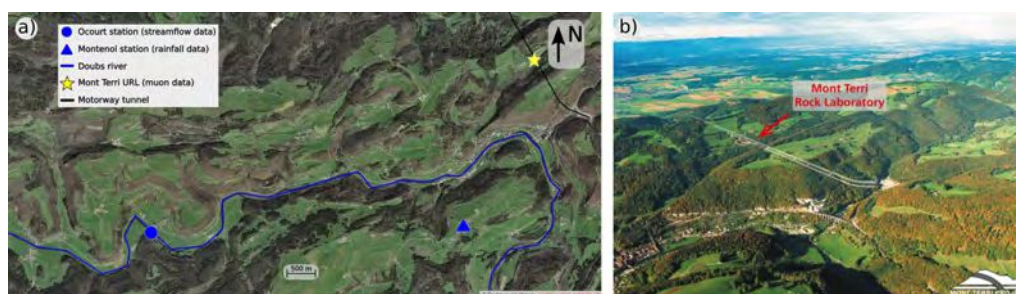


Figura 6.1: a) Marcadores de interés de Mont Terri. b) Vista aérea de Mont Terri, donde se observa el túnel y el laboratorio. Imagen tomada del sitio web del LSR de Mont Terri <https://www.mont-terri.ch>.

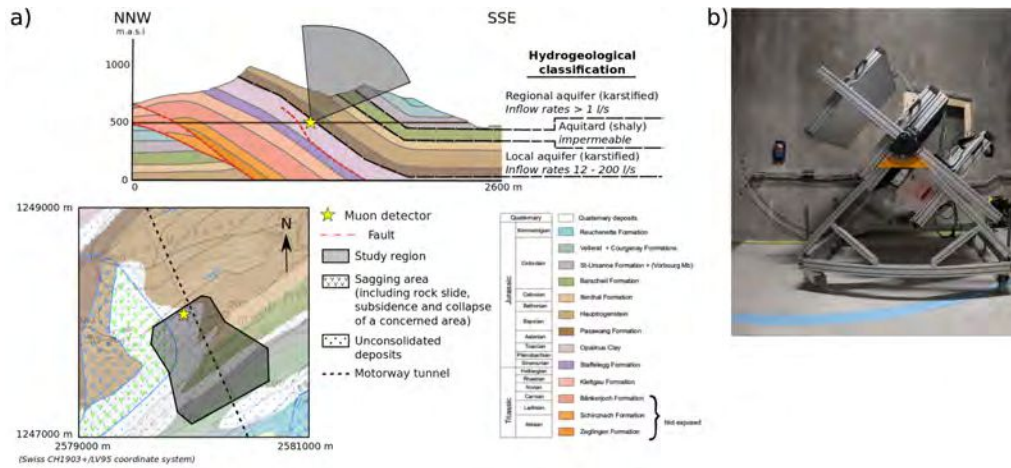


Figura 6.2: a) Perfil geológico adaptado de Nussbaum et al. (2017). Clasificación hidrogeológica de Marschall et al. (2004). Mapa geológico basado en el Geological Atlas of Switzerland 1:25000, map No. 40 “St-Ursanne”, disponible en <https://map.geo.admin.ch>. b) Detector de muones instalado en el Laboratorio Subterráneo de Rocas (LSR) de Mont Terri.

## Metodología

### *Cálculo de la radiografía de muones*

La magnitud física estimada mediante muografía es la opacidad,  $\varrho$  [mwe], la cual se define como la cantidad de materia que los muones atraviesan a lo largo de sus trayectorias, y se encuentra dada por:

$$\varrho(L) = \int_L \rho(l)dl = \langle \rho \rangle \times L, \quad (6.1)$$

donde  $\rho$  [ $\text{g cm}^{-3}$ ] es la densidad del medio,  $l$  es la coordenada medida a lo largo de la trayectoria de longitud  $L$  [m], y  $\langle \rho \rangle$  [ $\text{g cm}^{-3}$ ] es la densidad media a lo largo de la trayectoria.  $\varrho$  suele expresarse en mwe (metros equivalentes de agua), donde 1 mwe corresponde a 100  $\text{g cm}^{-2}$ .

Una radiografía de muones consiste en presentar los valores estimados de densidad media para cada eje de observación del detector de muones  $\langle \rho(\hat{r}_{i,j}) \rangle$ . Para su obtención, es necesario primero estimar el flujo integrado de muones,  $I$  [ $\text{cm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{s}^{-1}$ ], el cual cuantifica el flujo de muones con energías por encima de una cierta energía mínima. La dependencia de este flujo integrado con la opacidad se expresa mediante

$$I(\varrho, \theta) = \int_{E_{\min}(\varrho)}^{\infty} \phi_{\mu}(E', \theta) dE', \quad (6.2)$$

donde  $\theta$  es el ángulo cenital, y  $E_{\min}(\varrho)$  es la energía mínima requerida por un muon para atravesar una opacidad dada  $\varrho$ , y  $\phi_{\mu}$  [ $\text{cm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{s}^{-1}\text{GeV}^{-1}$ ] es el flujo diferencial de muones, que representa el flujo de muones con un valor de energía dado.  $E_{\min}$  se calcula resolviendo

numéricamente  $E_{\min} - \int_0^{\varrho} \frac{dE}{d\varrho} d\varrho = E_{\mu}$ , donde  $E_{\mu} = 0.10566$  GeV es la energía en reposo del muon, y  $\frac{dE}{d\varrho}$  representa la pérdida de energía del muon a través de la materia y se describe mediante las constantes de atenuación proporcionadas por las tablas del Particle Data Group (Workman et al., 2022).

Estimamos el flujo integrado de muones a lo largo de cada eje de observación como  $I(\hat{r}_{i,j}) = \frac{N_{\mu}(\hat{r}_{i,j})}{\Delta T \times \mathcal{T}(\hat{r}_{i,j})}$ , donde  $N_{\mu}(\hat{r}_{i,j})$  es el número de muones detectados en cada eje de observación,  $\Delta T[s]$  es la duración de la adquisición, y  $\mathcal{T}(\hat{r}_{i,j})$  [cm<sup>2</sup>sr] es la función de aceptación dependiente de la dirección, que cuantifica la eficiencia del detector para la detección de muones.  $\mathcal{T}(\hat{r}_{i,j})$  se obtiene a partir de un experimento de calibración en condiciones de cielo abierto, en el que la tasa de muones medida se compara con el flujo integrado de muones estimado teóricamente  $I^{\text{open-sky}}(\hat{r}_{i,j})$ :

$$\mathcal{T}(\hat{r}_{i,j}) = \frac{N_{\mu}^{\text{calib}}(\hat{r}_{i,j})}{\Delta T^{\text{calib}} \times I^{\text{open-sky}}(\hat{r}_{i,j})}, \quad (6.3)$$

donde  $N_{\mu}^{\text{calib}}(\hat{r}_{i,j})$  y  $\Delta T^{\text{calib}}[s]$  representan el número de muones registrados a lo largo de cada eje de observación durante el experimento de calibración y la duración de la adquisición de dicha calibración, respectivamente. El intervalo de confianza asociado es determinado mediante propagación de errores (Bevington et al., 2003). Para calcular  $I^{\text{open-sky}}(\hat{r}_{i,j})$  seguimos a Cohu et al. (2022): utilizamos el código CORSIKA (Heck et al., 1998) para realizar simulaciones de cascadas de partículas atmosféricas, e incorporamos la parametrización del flujo primario en la parte superior de la atmósfera descrita por Hörandel (2003).

Una vez estimado el flujo integrado de muones, utilizamos valores tabulados de la dependencia  $(I, \varrho, \theta)$  para determinar la opacidad  $\varrho(\hat{r}_{i,j})$ . Para cada valor de flujo integrado y su correspondiente ángulo cenital  $(I(\hat{r}_{i,j}), \theta(\hat{r}_{i,j}))$  realizamos una interpolación tridimensional en el espacio  $(I, \varrho, \theta)$ . Finalmente, empleamos un Modelo Digital de Elevación con una resolución horizontal de 2 metros para calcular el espesor de roca que es atravesado por los muones a través de los ejes de observación,  $L(\hat{r}_{i,j})$ . Luego, la radiografía de muones de densidad media se calcula como  $\langle \rho(\hat{r}_{i,j}) \rangle = \varrho(\hat{r}_{i,j})/L(\hat{r}_{i,j})$ .

### *Series temporales de la tasa de muones*

Para estudiar la influencia de los cambios en el almacenamiento de agua subterránea entre el LSR de Mont Terri y la superficie en nuestras mediciones de muones, calculamos series temporales de la tasa de muones medida, es decir, el número de muones registrados por unidad de tiempo. Nuestro detector de muones tiene la capacidad de discriminar entre 961 ejes de observación distintos. Con el fin de mejorar la resolución temporal de las series temporales, fusionamos las señales de direcciones adyacentes cuando analizamos las variaciones temporales (Jourde et al., 2016a). Calculamos la serie temporal de la tasa media de muones  $R$ , utilizando una ventana de media móvil de Hamming con un ancho de 30

días (Hamming, 1998). El intervalo de confianza asociado se determina como la desviación estándar de la media (Bevington et al., 2003). Asumimos que los intervalos de tiempo entre las detecciones sucesivas de muones siguen una distribución exponencial (Leo, 1994), lo cual es consistente con el supuesto de que  $R$  sigue un proceso de Poisson (Gaisser et al., 2016).

Debido a la significativa cantidad de roca presente entre la superficie y el túnel, a nuestro detector solo llegan muones de energía relativamente alta. Tramontini et al. (2019) mostraron que, en este caso, la tasa de muones podría ser sensible a las variaciones de temperatura en la atmósfera media y, es necesario considerar este efecto antes de interpretar las series temporales en términos de variaciones de agua subterránea. Para ello, utilizamos la temperatura efectiva  $T_{\text{eff}}$  [K] (Grashorn et al., 2010), que es una media ponderada del perfil de temperatura atmosférica, y el coeficiente de temperatura efectiva  $\alpha_T$  (Barrett et al., 1952), que indica el cambio relativo en la tasa de muones  $R$  dado un cambio relativo en  $T_{\text{eff}}$ .  $\alpha_T$  depende del ángulo cenital y de la opacidad, y seguimos a Tramontini et al. (2019) para calcular su valor. Para tener en cuenta las variaciones de la tasa de muones causadas por los cambios de temperatura en la atmósfera, utilizamos la siguiente ecuación:

$$\left( \frac{\Delta R}{\langle R \rangle} \right)_{\text{corrected}} = \frac{\Delta R}{\langle R \rangle} - \alpha_T \times \frac{\Delta T_{\text{eff}}}{\langle T_{\text{eff}} \rangle}, \quad (6.4)$$

donde  $\Delta R = R - \langle R \rangle$ ,  $\Delta T_{\text{eff}} = T_{\text{eff}} - \langle T_{\text{eff}} \rangle$ ,  $\langle R \rangle$  es la tasa media de muones y  $\langle T_{\text{eff}} \rangle$  es la temperatura media efectiva. Calculamos  $T_{\text{eff}}$  usando la misma ventana de media móvil Hamming de 30 días de ancho que  $R$ , y calculamos  $\langle T_{\text{eff}} \rangle$  y  $\langle R \rangle$  para cada período de adquisición ininterrumpido por separado.

#### *Series temporales de opacidad*

A partir del flujo integrado de muones medido, y del experimento de calibración que define la aceptación experimental, estimamos la opacidad correspondiente  $\varrho$ [mwe], utilizando los mismos valores tabulados de la dependencia  $(I, \varrho, \theta)$  que utilizamos para calcular la radiografía de muones. Al igual que con  $R$ , fusionamos las señales de direcciones adyacentes al estudiar las variaciones temporales para mejorar la resolución temporal de las series temporales. Calculamos la serie temporal de variaciones de opacidad como  $\Delta \varrho = \varrho - \langle \varrho \rangle$ , donde  $\langle \varrho \rangle$  es la opacidad media. Calculamos  $\Delta \varrho$  utilizando la misma ventana de media móvil Hamming de 30 días de ancho que  $R$ , y calculamos  $\langle \varrho \rangle$  para cada periodo de adquisición ininterrumpido por separado.

*Series temporales del contenido de agua subterránea*

En este trabajo, utilizamos dos parámetros de los conjuntos de datos de reanálisis climático ERA5 y ERA5-Land, elaborados por el Centro Europeo de Previsiones Meteorológicas a Medio Plazo (ECMWF, por sus siglas en inglés). Estos conjuntos de datos asimilan observaciones globales en modelos atmosféricos para crear un conjunto de datos completo y coherente, utilizando las leyes de la física (Hersbach et al., 2020). ERA5 proporciona datos horarios sobre parámetros atmosféricos, de la superficie terrestre y del estado del mar. Los datos están disponibles en cuadrículas regulares de latitud-longitud con una resolución de  $0.25^\circ \times 0.25^\circ$  ( $\sim 31$  km). Los datos abarcan parámetros atmosféricos en 37 niveles de presión, que van desde 1000 hPa hasta 1 hPa. Para diversas aplicaciones terrestres, ERA5-Land ofrece una precisión mejorada al reproducir la componente terrestre del reanálisis climático ERA5 (Muñoz-Sabater et al., 2021). ERA5-Land también proporciona una resolución mejorada de  $0.1^\circ \times 0.1^\circ$  ( $\sim 11$  km) y ofrece parámetros en los cuatro niveles del modelo de superficie ECMWF. Utilizamos estos datos para calcular las series temporales de temperatura efectiva en la atmósfera y para corregir este efecto en nuestras series temporales de muones, como se ha presentado anteriormente.

De ERA5, utilizamos la temperatura atmosférica, abarcando los 37 niveles de presión atmosférica. De ERA5-LAND, tomamos el contenido volumétrico de agua del suelo, estimado a través de las cuatro capas del modelo de superficie del ECMWF,  $v_i$  [ $\text{m}^3\text{m}^{-3}$ ] ( $i = 1, 2, 3, 4$ ), que en su conjunto abarca los primeros 289 cm de suelo. El espesor correspondiente de cada capa es  $\Delta h_1 = 7$  cm,  $\Delta h_2 = 21$  cm,  $\Delta h_3 = 72$  cm y  $\Delta h_4 = 189$  cm para las capas 1, 2, 3 y 4, respectivamente. Este parámetro está asociado a la textura o clasificación del suelo, a la profundidad del suelo y al nivel del agua subterránea subyacente. Ambos parámetros se proporcionan cuatro veces al día (00:00, 06:00, 12:00 y 18:00 h).

Además, analizamos el caudal del río Doubs, medido en la estación de Ocourt, y las precipitaciones registradas en la estación de Montenol para estimar la cantidad de agua subterránea dentro de la región de estudio (Figura 6.1a). La distancia entre estas dos estaciones es de aproximadamente 5 km. Estos parámetros desempeñan un papel importante en los procesos hidrológicos y pueden servir como indicadores de los cambios en el almacenamiento de agua subterránea. Los datos sobre el caudal del río y las precipitaciones proporcionan información relevante acerca de la descarga y la recarga del agua subterránea, respectivamente. Para comparar las fluctuaciones observadas en la tasa de muones con las variaciones en el contenido de agua subterránea, definimos el agua volumétrica ponderada del suelo en los primeros 289 cm de suelo,  $v$  [ $\text{m}^3\text{m}^{-3}$ ], como  $v = \frac{\sum_{i=1}^4 v_i \times \Delta h_i}{\sum_{i=1}^4 \Delta h_i}$ . Calculamos  $v$  utilizando una ventana de media móvil de Hamming de 30 días de ancho. Definimos  $\Delta v = v - \langle v \rangle$ , donde  $\langle v \rangle$  es el agua volumétrica ponderada media y se calcula para cada periodo de adquisición ininterrumpido por separado.

## Resultados

A partir del experimento de calibración, medimos una aceptación total de  $(1385 \pm 67)$   $\text{cm}^2 \text{ sr}$ . Esta medida se utilizó posteriormente para calcular la radiografía de muones de densidad media para todo el periodo observado. En la Figura 6.3 la presentamos, proyectada sobre la superficie dada por la intersección de la topografía y cada eje de observación, y superpuesta al mapa geológico (Figura 6.2a). Observamos dos regiones distintas a cada lado del valle: una región de alta densidad al norte del valle (HD) y una región de baja densidad al sur del mismo (LD). Además, observamos una región más pequeña caracterizada por altas densidades, situada detrás de la cresta sur. La Tabla 6.1 resume el volumen de roca, el espesor medio de la roca, la tasa media de muones, la opacidad media, la densidad media, y la aceptación estimada para las regiones HD, LD y combinadas (HD y LD). Aunque la región LD se caracteriza por una menor densidad, presenta una mayor opacidad debido a la cantidad de roca que los muones deben atravesar.

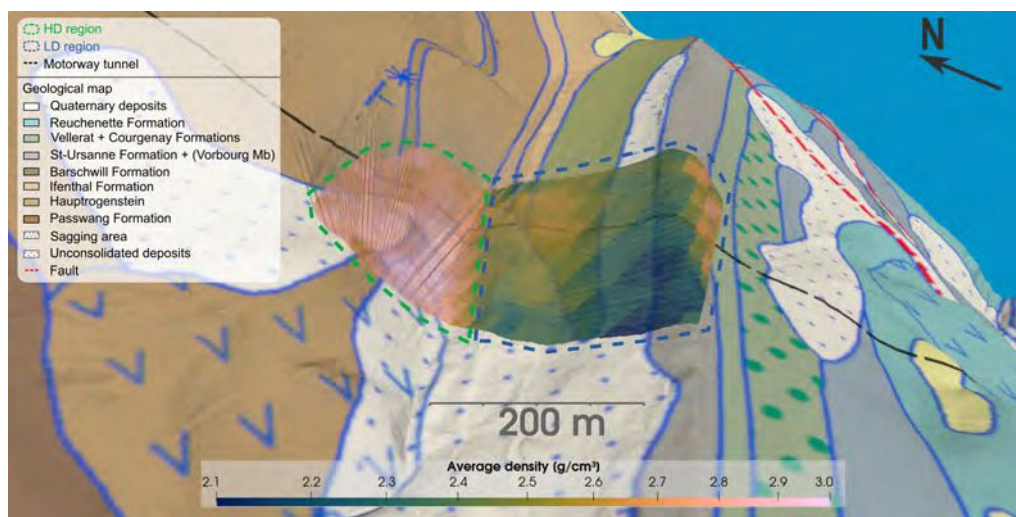


Figura 6.3: Radiografía de muones de densidad media entre el detector de muones, situado en el interior del túnel de Mont Terri, y la superficie. Los ejes de observación del detector se representan con líneas grises. Los valores de densidad media se representan sobre la topografía, junto con el mapa geológico. Las líneas discontinuas negra, verde y azul indican el túnel, la región HD, y a región LD, respectivamente. Para tener en cuenta la resolución angular de los ejes de observación, se utiliza una interpolación siguiendo el método del vecino más cercano. El mapa geológico se basa en el Atlas Geológico de Suiza 1:25000, mapa n° 40 “St-Ursanne”, y se encuentra disponible en <https://map.geo.admin.ch>.

Se observan patrones similares entre los valores de densidad media y las formaciones geológicas (véase la Figura 6.3). La región HD corresponde a las formaciones de calizas arenosas que constituyen el acuífero local (las formaciones Ifenthal, Hauptrogenstein y Passwang). La región LD corresponde tanto al acuífero local como a las calizas fisuradas y karstificadas que componen el acuífero regional (principalmente la formación Saint-Ursanne en la región de estudio), junto con el acuitardo (la formación Barschwill). La densidad media varía espacialmente. Se observan valores intermedios de densidad media en la cresta de

Región	V [m <sup>3</sup> ]	$\langle \varrho \rangle$ [mwe]	$\langle R \rangle$ [d <sup>-1</sup> ]	$\langle L \rangle$ [m]	$\langle \rho \rangle$ [g cm <sup>-3</sup> ]	$\mathcal{T}$ [cm <sup>2</sup> sr]
High-Density (HD)	$4.0 \times 10^6$	$600 \pm 50$	$605 \pm 7$	$230 \pm 14$	$2.82 \pm 0.2$	$984 \pm 45$
Low-Density (LD)	$7.7 \times 10^6$	$800 \pm 200$	$194 \pm 5$	$339 \pm 81$	$2.5 \pm 0.1$	$401 \pm 22$
HD and LD	$11.0 \times 10^6$	$670 \pm 160$	$800 \pm 10$	$270 \pm 72$	$2.7 \pm 0.2$	$1385 \pm 67$

Tabla 6.1: El volumen escaneado de roca V, la opacidad media  $\langle \varrho \rangle$ , la tasa media de muones  $\langle R \rangle$ , el espesor medio de roca  $\langle L \rangle$ , la densidad media  $\langle \rho \rangle$  y la función de aceptación estimada  $\mathcal{T}$  en cada región. Para  $\langle \varrho \rangle$ ,  $\langle R \rangle$ ,  $\langle L \rangle$  y  $\langle \rho \rangle$ , también se presenta la dispersión a lo largo de los ejes de observación en cada región.

la montaña, lo cual podría estar asociado con el mayor espesor de la roca meteorizada en esa área. Los valores de alta densidad ubicados detrás de la cresta sur muestran una correlación parcial con la presencia de la formación Saint-Ursanne. Es importante destacar que los valores de densidad obtenidos son promedios calculados a lo largo de las trayectorias de los muones; por lo tanto, estos valores no solo reflejan la densidad de las formaciones que afloran, sino también de las formaciones geológicas atravesadas en el subsuelo. Por ejemplo, la región LD también atraviesa las formaciones Ifenthal, Hauptrogenstein y Passwang (Figura 6.2a).

Calculamos las series temporales de la tasa de muones para las tres regiones seleccionadas (véase Metodología). Como ejemplo, en la Figura 6.4 se muestran las series temporales de  $\langle R \rangle$  y  $\langle T_{\text{eff}} \rangle$  de la región LD. Se observa una clara variación estacional en las dos series temporales, con tasas de muones y temperaturas efectivas más bajas durante el invierno. Para corregir las series temporales por el efecto de la temperatura atmosférica, calculamos un coeficiente específico de temperatura efectiva  $\alpha_T$  (véase Tabla 6.2).  $\alpha_T$  permanece constante dentro del rango de incertidumbre estimado. Esto se debe a la dependencia de  $\alpha_T$  de la media de  $E_{\text{min}} \times \cos(\theta)$ , que se encuentra asociada a la producción y propagación a través de la atmósfera de las partículas a partir de las cuales los muones se generan (Grashorn et al., 2010; Gaisser et al., 2016). Mientras que  $E_{\text{min}}$  es mayor en la región LD, el correspondiente  $\cos(\theta)$  es menor. Por el contrario, en la región HD,  $E_{\text{min}}$  es menor, pero  $\cos(\theta)$  es mayor. Como resultado, estos efectos opuestos sobre  $E_{\text{min}} \times \cos(\theta)$  se compensan entre sí. Las series temporales corregidas de la tasa de muones para cada región se muestran en la Figura 6.5, ahora en términos de sus cambios relativos  $(\Delta R / \langle R \rangle)_{\text{corrected}}$  corregidos calculados utilizando la Ecuación 6.4. Las series temporales de las regiones HD y (HD y LD) parecen estables tras realizar la corrección de temperatura. Sin embargo, la región LD presenta variaciones en la tasa de muones a lo largo del periodo de adquisición, con variaciones de amplitud del -4 % al 4 % en relación con el valor medio de la serie temporal de 194 muones por día, y muy por encima del intervalo de confianza del 95 %.

Para analizar los cambios en la tasa de muones en la región de LD, presentamos series temporales estimadas del contenido relativo de agua del suelo, del caudal del río Doubs y de las precipitaciones (Figura 6.6, véase Metodología). Nótese que el eje correspondiente a las



Región	$\alpha_T$
HD	$0.65 \pm 0.02_{\text{stat}} \pm 0.03_{\text{syst}}$
LD	$0.63 \pm 0.02_{\text{stat}} \pm 0.03_{\text{syst}}$
HD and LD	$0.65 \pm 0.02_{\text{stat}} \pm 0.03_{\text{syst}}$

Tabla 6.2: Valores calculados de  $\alpha_T$  para cada región.

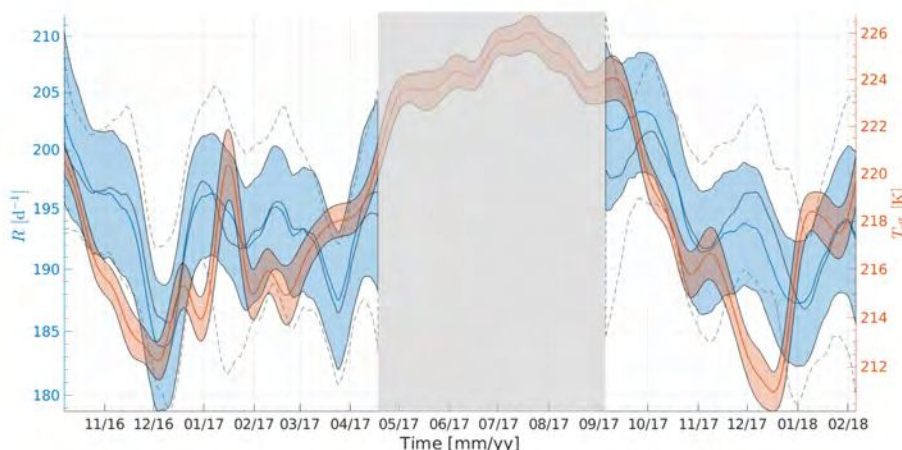


Figura 6.4: Series temporales de la tasa de muones  $R$  en la región de baja densidad (LD) y temperatura efectiva  $T_{\text{eff}}$  representadas como líneas azules y naranjas, respectivamente. La superficie coloreada delimita el intervalo de confianza del 95 %. Para ilustrar el efecto de la corrección derivada de la Ecuación 6.4, se muestra la tasa de muones corregida en la región LD con una línea gris, con el intervalo de confianza correspondiente de 95 % demarcado con líneas discontinuas. La superficie gris indica un periodo en el que se interrumpió la adquisición de datos de muones por obras en el LSR de Mont Terri.

variaciones de la tasa de muones ha sido invertido con el fin de facilitar la comparación con el contenido relativo de agua del suelo. Asimismo, se presentan las variaciones absolutas de opacidad, las cuales han sido estimadas a partir de las variaciones corregidas de la tasa de muones. Estas se acompañan del contenido volumétrico absoluto de agua del suelo (ver Metodología). Mientras que las variaciones del caudal del río y de la precipitación no son sencillas de analizar, las variaciones del contenido de agua del suelo muestran similitudes entre el contenido de agua subterránea y la tasa de muones, así como los cambios absolutos de opacidad. Los valores más altos de opacidad (o, a la inversa, las tasas de muones más bajas) parecen seguir al aumento del contenido de agua del suelo. Sin embargo, observamos que, en términos de almacenamiento de agua subterránea, las escalas son muy diferentes. Si consideramos, por ejemplo, el primer aumento del contenido volumétrico de agua del suelo (Figura 6.6 b), se observa una variación de aproximadamente  $0.06 \text{ m}^3\text{m}^{-3}$ . Dado que la longitud total de la capa considerada es de 289 cm, esta variación del contenido de agua del suelo corresponde a un cambio de 0.17 mwe de opacidad. Sin embargo, el cambio de opacidad absoluto correspondiente es de 12 mwe, es decir, casi un orden de magnitud mayor. En la siguiente sección se discuten las posibles explicaciones de este desajuste.

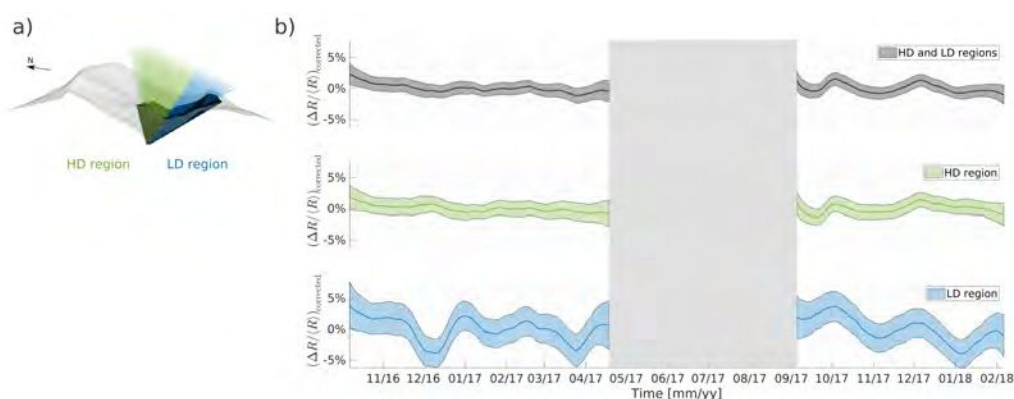


Figura 6.5: a) Volumen de roca y ejes de observación involucrados en cada región estudiada. b) Desviación de la media de la serie temporal de la tasa de muones corregida  $(\Delta R / \langle R \rangle)_{\text{corrected}}$ . La superficie coloreada delimita el intervalo de confianza del 95%. La superficie gris indica un periodo en el que se interrumpió la adquisición de datos de muones por obras en el LSR de Mont Terri.

## Discusión

Nuestros análisis sugieren que la muografía es sensible a las diferentes formaciones geológicas situadas por encima del LSR de Mont Terri (Figura 6.3), y que las variaciones de la tasa de muones corregidas están relacionadas con las variaciones de agua subterránea en estas formaciones. Sin embargo, estas variaciones no se observan en todas las regiones exploradas por el detector, y no está claro si la diferencia en las variaciones observadas se debe a la presencia de acuíferos y acuitardos, o a un efecto sistemático de sensibilidad debido al diseño del experimento. Para analizar la relación entre la tasa de muones y las variaciones de aguas subterráneas, primero consideramos posibles fuentes externas de variaciones de la tasa de muones además del efecto de la temperatura atmosférica efectiva. A continuación, proponemos un método para cuantificar la influencia de la variación del nivel freático en nuestro experimento en particular y, a continuación, proponemos una interpretación de los resultados obtenidos.

### *Fuentes externas de variaciones de la tasa de muones*

El flujo natural de muones que llega a la superficie de la Tierra puede variar en función de otros efectos además del cambio de temperatura atmosférica (Spurio, 2014). Debemos considerar dichos efectos antes de concluir que las variaciones registradas se deben a cambios de densidad en el volumen de roca estudiado. Debido a las condiciones de opacidad relativamente altas en las que se llevó a cabo este experimento (Tabla 6.1), el impacto de las variaciones barométricas en la tasa de muones resulta despreciable. Solo los muones de baja energía, aproximadamente de 10 GeV, se ven afectados por variaciones de presión atmosférica, y estos son filtrados en los primeros metros de roca en nuestro diseño experimental. En nuestra configuración, la energía mínima de los muones detectados se sitúa

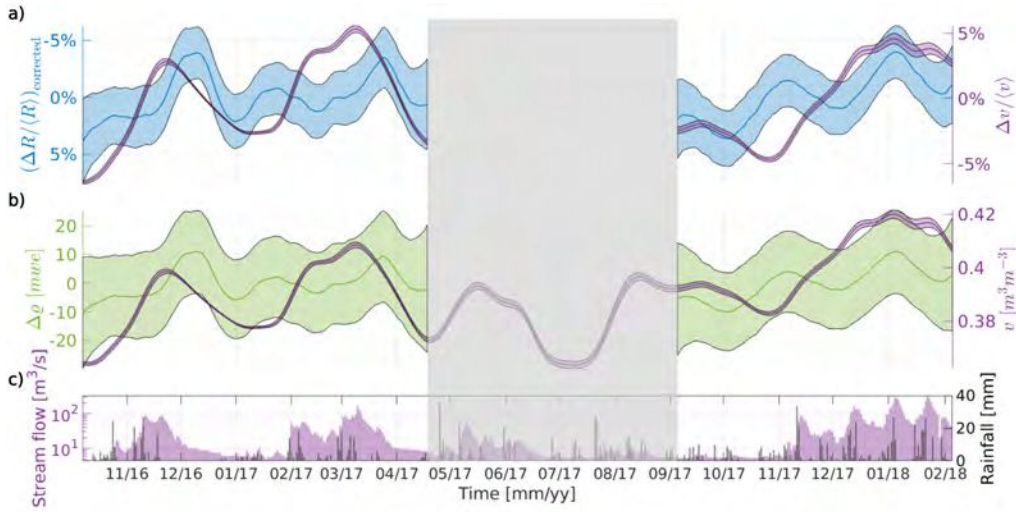


Figura 6.6: a) Desviación de la media de la tasa de muones corregida  $(\Delta R/\langle R \rangle)_{\text{corrected}}$  en la región LD y desviación de la media del agua de suelo volumétrica ponderada  $\Delta v/\langle v \rangle$  representadas con líneas azules y violetas, respectivamente. b) Desviaciones de opacidad respecto al valor medio en la región LD, y agua volumétrica del suelo ponderada representada con líneas verdes y violetas, respectivamente. c) Los conjuntos de datos de caudal del río Doubs y de precipitaciones en la estación Montenol se representan con barras violetas y grises, respectivamente. Las superficies coloreadas delimitan el intervalo de confianza del 95 %. La superficie gris indica un período en el que la adquisición de datos de muones se interrumpió por obras en el LSR de Mont Terri.

en el rango que abarca desde  $\sim 140\text{GeV}$  hasta  $\sim 410\text{GeV}$ , considerando un medio de roca estándar de densidad igual a  $2.65\text{g/cm}^3$ . Esto se traduce en un coeficiente barométrico  $\beta_p$  inferior a  $10^{-2}\%/h\text{Pa}$  (Sagisaka, 1986). Como resultado, el efecto sobre  $\Delta R/\langle R \rangle$  es del orden de  $0.15\%$ , calculado como el producto de  $\beta_p$  y la diferencia entre la presión atmosférica y su valor medio.

El campo magnético de la Tierra desvía los rayos cósmicos de baja energía, impidiendo que penetren en la atmósfera a través de la magnetósfera y generen muones. Esta influencia geomagnética resulta ser significativa para los muones que alcanzan el nivel del mar con energías de hasta  $\sim 5\text{ GeV}$  (Spurio, 2014). Teniendo en cuenta que los muones con energías entre  $1\text{ GeV}$  y  $100\text{ GeV}$  pierden energía al atravesar la materia a una tasa de  $\sim 0.25\text{ GeV/mwe}$  (Groom et al., 2001), los muones afectados por las variaciones del campo geomagnético solo podrían atravesar  $\sim 20\text{ mwe}$ . De manera análoga al caso de las variaciones de presión, debido a la opacidad del LSR de Mont Terri el efecto geomagnético resulta despreciable. Además, las variaciones temporales originadas por las fluctuaciones de los rayos cósmicos primarios o del campo geomagnético debidas al viento solar suelen manifestarse en periodos mucho más cortos (por ejemplo, de segundos a horas) o más largos (por ejemplo, un ciclo solar de  $\sim 11$  años).

Las variaciones temporales mostradas en la Figura 6.5 revelan una diferencia fundamental entre las regiones LD y HD. Esto sugiere una causa distinta que afecta a la tasa de muones en cada región, en contraposición a un efecto global como el mencionado anteriormente, o a un mal funcionamiento del detector de muones. Las diferencias en el comportamiento de la tasa de muones podrían estar relacionadas con las formaciones geológicas presentes en cada región, así como con la diferencia en las tasas de infiltración y almacenamiento de agua subterránea asociadas a estas formaciones. Según Marschall et al. (2004), la región LD tiene tasas de infiltración superiores a 1 l/s, mientras que en la región HD, las tasas de infiltración se encuentran en el rango entre 12 l/s y 200 l/s, lo que representa una diferencia de hasta dos órdenes de magnitud. Una tasa de infiltración menor podría resultar en que el agua subterránea se acumule y descargue durante períodos de tiempo más largos, dentro de la región LD, haciendo que los cambios de densidad debidos a las variaciones de agua subterránea sean visibles a través de las observaciones de muones. Esto contrasta con la región HD, donde las mayores tasas de infiltración permitirían que el agua infiltrada fluya rápidamente, sin generar un contraste de densidad significativo durante un período prolongado. Sin embargo, es importante considerar que las mediciones de la tasa de infiltración se llevaron a cabo localmente dentro del LSR de Mont Terri. En las formaciones kársticas, las tasas de infiltración pueden presentar una gran variabilidad espacial debido a su heterogeneidad inherente (Goldscheider et al., 2007). Por lo tanto, la diferencia en las variaciones de la tasa de muones podría no atribuirse únicamente a la diferencia en las variaciones de agua subterránea en las dos regiones, sino que también podría estar influenciada por la heterogeneidad kárstica a escala local.

Desafortunadamente, no existen sondeos instrumentados en la región para comparar los cambios de la tasa de muones en la región LD con las variaciones del nivel freático. Por este motivo, recurrimos a tres parámetros de interés hidrológico presentados en la Figura 6.6: precipitación, caudal de un río cercano (véase la Figura 6.1 para las localizaciones) y una estimación basada en un modelo del contenido de agua del suelo en la subsuperficie cercana (véase Metodología). Este último es el parámetro de mayor interés, ya que proporciona un cambio volumétrico de masa, que afecta directamente a los muones que atraviesan la roca. Sin embargo, su principal inconveniente es que únicamente toma en cuenta los primeros 289 cm de suelo, y se basa en una estimación regional derivada de observaciones satelitales. Es importante señalar que las propiedades hidráulicas del suelo pueden presentar una variabilidad significativa a escalas locales, que van desde metros hasta cientos de metros (Vereecken et al., 2016). Por lo tanto, los modelos derivados de mediciones satelitales deben interpretarse con cautela, especialmente al compararlos con mediciones realizadas con la resolución espacial de la muografía. A pesar de esto, hemos constatado que esta estimación se correlaciona adecuadamente con el caudal del río Doubs, lo cual nos lleva a utilizarla como un indicador de las variaciones de agua subterránea. Presentamos este parámetro

como una serie temporal de cambios relativos ( $\Delta v/\langle v \rangle$ ) de manera similar a las variaciones de la tasa de muones, y como valores absolutos para comparar con las estimaciones de opacidad absoluta (Figura 6.6b).

En la Figura 6.6a y la Figura 6.6b, se observan patrones similares de variación entre la tasa de muones y la opacidad inferida, así como con las variaciones de agua subterránea. A pesar de que no coinciden a lo largo de todo el periodo de adquisición, la anticorrelación entre estas curvas es más evidente en el primer periodo ininterrumpido de adquisición de muones, y presenta la misma tendencia durante el segundo. Tres máximos distintos del contenido de agua volumétrica del suelo (noviembre de 2016, marzo de 2017 y enero de 2018) corresponden a mínimos en la tasa de muones, que aparecen con un ligero desfase temporal. Este comportamiento es consistente con nuestras expectativas, basadas en las observaciones de muones, donde un aumento en el contenido de agua subterránea incrementa la opacidad a lo largo de las trayectorias de muones, resultando en una disminución de la tasa de muones asociada. No obstante, la disminución relativa del agua del suelo alrededor de noviembre de 2017 no presenta un aumento correspondiente en la tasa de muones. Esta discrepancia puede atribuirse a la heterogeneidad kárstica a escala local, donde las variaciones en el almacenamiento de agua subterránea o los caminos de flujo preferenciales a escalas más pequeñas podrían afectar a la respuesta de la tasa de muones, independientemente de las tendencias generales del contenido de agua del suelo. Además de las tendencias de correlación que siguen el comportamiento esperado, las estimaciones de opacidad absoluta mostradas en la Figura 6.6b nos permiten estimar los cambios de almacenamiento de agua subterránea directamente a partir de las mediciones de muones. Como se indica en la sección Resultados, aunque las tendencias son similares, la amplitud de estas variaciones es muy diferente a los cambios en el almacenamiento de agua subterránea estimados por observaciones satelitales.

Para entender esta discrepancia, consideramos un modelo teórico simple para calcular el efecto de un cambio en el contenido de agua subterránea en las mediciones de muones, a lo largo de los diferentes ejes de observación (Figura 6.7). Consideramos una capa de roca saturada de agua con una altura  $\Delta z$  [m], situada a una profundidad  $d$  [m] siguiendo la topografía. La altura de la capa saturada se encuentra dada por  $\Delta z = w/p$ , donde  $w$  [m] representa la cantidad de agua infiltrada y  $p$  denota la porosidad de la capa. A continuación, calculamos  $\Delta L$  [m], que corresponde a la longitud de la trayectoria del muon  $L$  que se encuentra dentro de la capa en cuestión. Por lo tanto,  $\Delta L$  corresponde a la distancia recorrida por los muones, en un eje de observación determinado, dentro de la capa saturada de agua. La Figura 6.7 ilustra el modelo con un ejemplo, en el cual un eje de observación atraviesa una capa saturada de agua con una altura  $\Delta z = 2$  m en dos segmentos. Esto resulta en que los muones recorran una distancia total de  $\Delta L = \Delta L_1 + \Delta L_2 \simeq 30$  m dentro de la capa saturada de agua, donde  $\Delta L_1$  y  $\Delta L_2$  representan la distancia recorrida

por los muones en cada uno de los segmentos. Definimos el Factor de Amplificación  $\mathcal{A}$  [ $\text{mwe m}^{-1}$ ] como el cociente entre el cambio de opacidad inducido por las variaciones en el agua subterránea a lo largo del eje de observación y la cantidad de agua infiltrada, que se mantiene constante para cada eje de observación:  $\mathcal{A} = \Delta\varrho/w$ . Finalmente,  $\Delta\varrho$  se calcula como  $\Delta\varrho = p \times \Delta L \times \rho_{\text{agua}}$ , donde  $\rho_{\text{agua}} = 1 \text{ g cm}^{-3}$  es la densidad del agua.

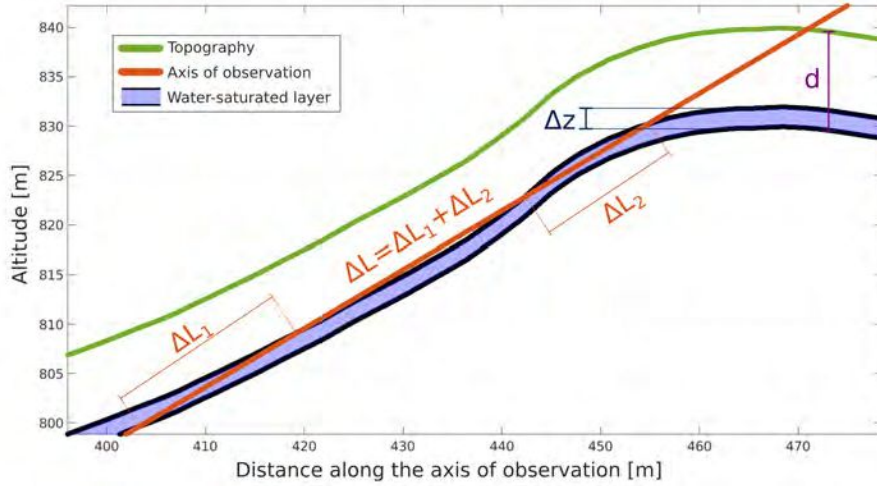


Figura 6.7: Ilustración del modelo de capa saturada de agua utilizado para calcular el impacto de las variaciones de las aguas subterráneas en las mediciones de muones. Un único eje de observación del detector de muones se representa como una línea recta naranja, la topografía se representa como una curva verde, y la capa saturada de agua de altura  $\Delta z$  a una profundidad  $d$  se representa como una superficie azul.  $\Delta L = \Delta L_1 + \Delta L_2$  corresponde a la distancia recorrida por los muones en la capa saturada de agua.

En la Figura 6.8 presentamos el Factor de Amplificación calculado  $\mathcal{A} = \mathcal{A}(w, d, p)$  en cada eje de observación para  $w = 0.3 \text{ m}$ ,  $d = 10 \text{ m}$  y  $p = 0.3$ . Estos valores se seleccionaron arbitrariamente para obtener una primera aproximación del efecto de amplificación. Con el fin de considerar adecuadamente la topografía del sitio, aumentamos sintéticamente el número de ejes de observación de  $31 \times 31$  a  $61 \times 61$ , lo que nos permite obtener un mapeado más preciso, manteniendo la superficie de investigación de nuestro experimento. Observamos que mientras  $\mathcal{A} \sim 1 \text{ mwe m}^{-1}$  en la región HD, lo que indica un efecto de amplificación despreciable,  $\mathcal{A} > 1 \text{ mwe m}^{-1}$  en la región LD, donde se manifiestan variaciones significativas en la tasa de muones (Figura 6.8). Evaluamos la influencia de cada parámetro en el cálculo de  $\mathcal{A}$  modificando los valores de porosidad ( $N_p = 4$  valores linealmente equiespaciados desde 0.2 a 0.5), agua infiltrada ( $N_w = 10$  valores linealmente equiespaciados desde 0.1 m a 3 m), y la profundidad de la capa ( $N_d = 33$  valores linealmente equiespaciados desde 6 m a 102 m). A partir de estos  $N_p \times N_w \times N_d = 1320$  cálculos, determinamos que  $\mathcal{A}$  depende principalmente de la profundidad a la que comienza a acumularse el agua,  $d$ . Esto se muestra en la Figura 6.9a, donde presentamos el valor medio de  $\mathcal{A}$ ,  $\langle \mathcal{A} \rangle$ , para la región de estudio considerando todos los ejes de observación en cada combinación de parámetros. La Figura 6.9b muestra la desviación estándar correspondiente de  $\mathcal{A}$ ,  $\sigma_{\mathcal{A}}$ .

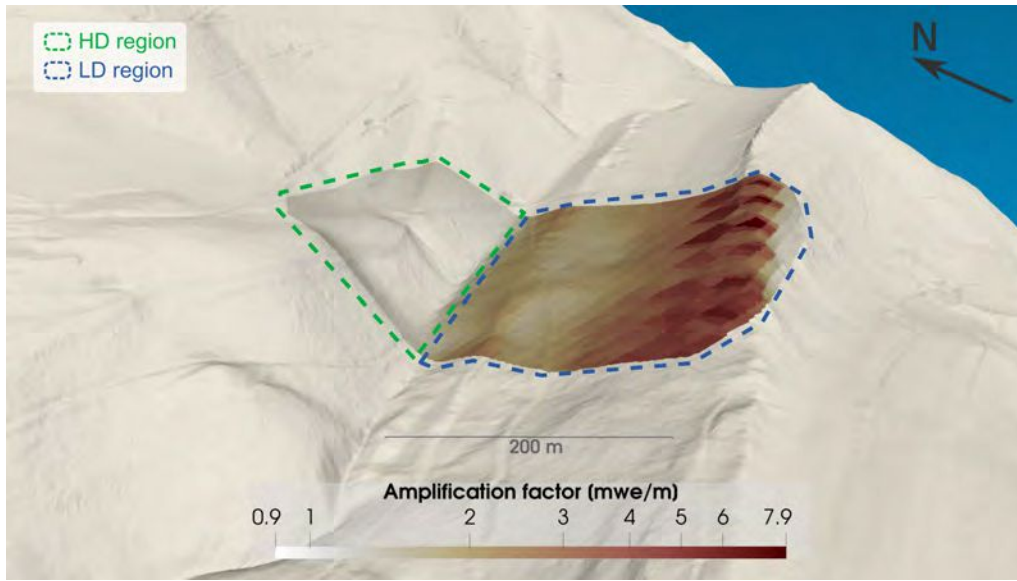


Figura 6.8: Factor de amplificación que expresa la relación entre el cambio de opacidad en cada eje de observación y un aumento del almacenamiento de agua subterránea de 0.3 m (véase Figura 6.7). Los valores del factor de amplificación se representan sobre la topografía. Las líneas discontinuas verdes y azules indican las regiones HD y LD, respectivamente. Se utiliza una interpolación siguiendo el método del vecino más cercano para tener en cuenta la resolución angular de los ejes de observación.

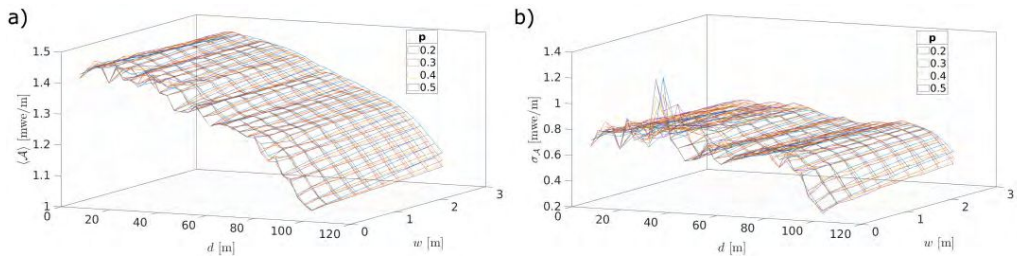


Figura 6.9: a) Valor medio de  $\mathcal{A}$ ,  $\langle \mathcal{A} \rangle$ , para las regiones combinadas HD y LD en función de la profundidad de la capa saturada de agua  $d$  y del agua infiltrada  $w$ , y para diferentes valores de porosidad  $p$ . b) Desviación estándar de  $\mathcal{A}$ ,  $\sigma_{\mathcal{A}}$ , para las regiones combinadas HD y LD en función de  $d$  y  $w$ , y para diferentes valores de porosidad  $p$ .

Basándonos en este resultado, calculamos el Factor de Amplificación medio en función de  $d$ ,  $\bar{\mathcal{A}} = \bar{\mathcal{A}}(d)$ , para la región LD, la región HD y las regiones HD y LD combinadas.  $\bar{\mathcal{A}}$  se calcula como el valor medio ponderado de  $\langle \mathcal{A} \rangle$  para cada región por separado, al modificar la cantidad de agua infiltrada y la porosidad de la roca como se ha descrito. La media ponderada se determina utilizando pesos de varianza inversa, y se define como:

$$\bar{\mathcal{A}}(d) = \frac{\sum_{i=1}^{N_w} \sum_{j=1}^{N_p} \frac{\langle \mathcal{A} \rangle(w_i, p_j, d)}{\sigma_{\mathcal{A}}(w_i, p_j, d)}}{\sum_{i=1}^{N_w} \sum_{j=1}^{N_p} \frac{1}{\sigma_{\mathcal{A}}(w_i, p_j, d)}}. \quad (6.5)$$

La desviación estándar asociada se expresa de la siguiente manera:

$$\sigma_{\bar{A}}(d) = \sqrt{\frac{1}{\sum_{i=1}^{N_w} \sum_{j=1}^{N_p} \frac{1}{\sigma_{\mathcal{A}}(w_i, p_j, d)}}}. \quad (6.6)$$

Los resultados se presentan en la Figura 6.10. Confirmamos que el efecto de amplificación es considerable en la región LD, con valores medios que superan el doble de la cantidad de agua infiltrada cuando la capa excede los 40 m de profundidad. En la región HD, el efecto de la geometría es despreciable, dado que los ejes de observación son prácticamente perpendiculares a la capa saturada. Finalmente, al considerar conjuntamente las regiones LD y HD, se aprecia una leve amplificación media, como era previsible dada la contribución relativa de la región LD.

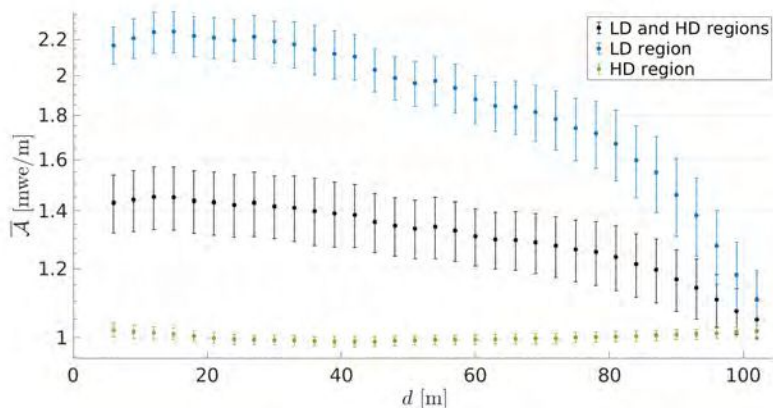


Figura 6.10: Factor de amplificación medio  $\bar{A}$  para la región LD (azul), la región HD (verde) y las regiones HD y LD combinadas (negro) en función de la profundidad del nivel freático. Cada punto se calcula considerando todos los ejes de observación pertenecientes a la región estudiada. Las barras de error representan el error estándar de la media ponderada utilizando ponderaciones definidas por la varianza, y tienen en cuenta la dispersión debida a las diferentes porosidades e infiltraciones de agua.

Nuestras consideraciones geométricas sugieren, por lo tanto, que la sensibilidad o no a las variaciones de agua subterránea parece depender en gran medida de la geometría de adquisición del experimento. Este es un resultado interesante para las futuras aplicaciones de la muografía en hidrología, ya que significa que la sensibilidad podría incrementarse considerando una configuración apropiada, donde idealmente los ejes de observación de los detectores deberían estar orientados casi paralelos a la variación del nivel freático. En nuestro caso, este modelo permite explicar por qué solo observamos cambios en la tasa de muones en la región LD. El modelo también sugiere que las discrepancias de amplitud entre las estimaciones satelitales y por muones de la variación del nivel freático pueden deberse al factor de amplificación geométrica. Sin embargo, observamos que el desajuste entre las variaciones del contenido de agua del suelo y los valores absolutos de opacidad observados no se explica totalmente únicamente por el factor de amplificación. Es probable que otros



factores contribuyan a esta discrepancia. Uno es la incertidumbre en la opacidad absoluta observada (Figura 6.6b). Otro es que el factor de amplificación solo tiene en cuenta el efecto de una capa saturada de agua paralela a la superficie, mientras que las variaciones del contenido de agua también pueden producirse en geometrías más complejas. Además, las características a escala local, como los caminos de flujo preferenciales y la heterogeneidad kárstica, pueden influir en la distribución del agua de formas no captadas por los datos satelitales a escala regional.

### **Conclusiones**

Utilizamos, por primera vez, una adquisición continua de datos de muografía para estimar las variaciones de almacenamiento de agua subterránea en el subsuelo. Tras corregir el único efecto externo significativo en la variación del flujo de muones incidente, los cambios de temperatura en la atmósfera media, encontramos dos regiones distintas (LD y HD) en las que la evolución de la tasa de muones a lo largo del tiempo es diferente: en la región LD observamos cambios en la tasa de muones que están correlacionados con las estimaciones del contenido volumétrico de agua en el suelo a partir de mediciones satelitales, mientras que la región HD no presenta variaciones significativas a lo largo del período de mediciones. Atribuimos esta diferencia a 1) la diferencia en la geometría en la que la trayectoria de los muones interseca a la capa que varía con la saturación, ilustrada por el Factor de Amplificación en la sección de Discusión, y 2) en menor medida, las menores tasas de infiltración de la región LD, que potencialmente facilitan variaciones de agua subterránea más observables.

Los análisis de sensibilidad sobre el Factor de Amplificación revelan el considerable impacto de la geometría, determinada por las trayectorias de los muones detectados y la topografía. De esta manera, señalamos la posibilidad de incrementar la sensibilidad del método en las estimaciones de almacenamiento de agua subterránea mediante una adecuada definición de la geometría del experimento. A partir del estudio del LSR de Mont Terri, descubrimos que el factor de amplificación depende principalmente de la profundidad de acumulación de agua, en mayor medida que de la porosidad de la roca o de la cantidad de agua infiltrada. Este hallazgo destaca el valor de la muografía en el ámbito de la hidrogeofísica, dado que podría proporcionar información no solo sobre las variaciones en el almacenamiento de agua subterránea, sino también sobre la estimación de la profundidad del nivel freático.

### **Declaración de intereses**

Los autores no trabajan, asesoran, poseen acciones ni reciben fondos de ninguna organización que pudiera beneficiarse de este artículo, y no han declarado más afiliaciones que sus organizaciones de investigación.

### **Financiamiento**

Este estudio del experimento MD del proyecto Mont Terri [www.mont-terri.ch](http://www.mont-terri.ch) está financiado por Swisstopo.

### **Agradecimientos**

Extendemos nuestra gratitud a Thierry Theurillat y Senecio Schefer por su asistencia técnica y logística en la URL de Mont Terri, y a Pauline Baland por proporcionar el mapa geológico, así como a David Jaeggi y Vincent Regard por proporcionar el conjunto de datos de precipitaciones. Los datos del ECMWF están disponibles en <https://www.ecmwf.int/>. El caudal del río Doubs está disponible en <https://www.hydrodaten.admin.ch/>. Los datos de muones utilizados para todos los cálculos se muestran en las figuras y están disponibles en el material suplementario. Este estudio utiliza mapas de colores perceptualmente uniformes para evitar la distorsión visual de los datos y la exclusión de lectores con deficiencias en la visión de los colores (Cramer et al., 2020)].

### **Información suplementaria**

La información suplementaria de este artículo se encuentra disponible en el sitio web de la revista en <https://doi.org/10.5802/crgeos.277>.

## Referencias

- Alley, W. M. et al. (2002). «Flow and storage in groundwater systems». *science* 296.5575, págs. 1985-1990.
- Bajou, R. et al. (2023). «High-resolution structural imaging of volcanoes using improved muon tracking». *Geophysical Journal International* 235.2, págs. 1138-1149.
- Barrett, P. H. et al. (1952). «Interpretation of cosmic-ray measurements far underground». *Reviews of Modern Physics* 24.3, pág. 133.
- Beni, T. et al. (2023). «Transmission-Based Muography for Ore Bodies Prospecting: A Case Study from a Skarn Complex in Italy». *Natural Resources Research* 32.4, págs. 1529-1547. DOI: 10.1007/s11053-023-10201-8.
- Bevington, P. R. y D. K. Robinson (2003). «Data reduction and error analysis». *McGraw-Hill, New York*.
- Blazevic, L. A. et al. (2020). «Time-lapse seismic and electrical monitoring of the vadose zone during a controlled infiltration experiment at the Ploemur hydrological observatory, France». *Water* 12.5, pág. 1230.
- Bonechi, L., R. D'Alessandro y A. Giammanco (2020). «Atmospheric muons as an imaging tool». *Reviews in Physics* 5, pág. 100038. DOI: 10.1016/j.revip.2020.100038.
- Bonomi, G. et al. (2020). «Applications of cosmic-ray muons». *Progress in Particle and Nuclear Physics* 112, pág. 103768.
- Borselli, D. et al. (2022). «Three-dimensional muon imaging of cavities inside the Temperino mine (Italy)». *Scientific Reports* 12.1, pág. 22329.
- Bossart, P. et al. (2018). «Mont Terri rock laboratory, 20 years of research: introduction, site characteristics and overview of experiments». *Mont Terri Rock Laboratory, 20 Years*. Springer, págs. 3-22.
- Castellazzi, P. et al. (2016). «Assessing groundwater depletion and dynamics using GRACE and InSAR: Potential and limitations». *Groundwater* 54.6, págs. 768-780.
- Cimmino, L. et al. (2019). «3D muography for the search of hidden cavities». *Scientific reports* 9.1, pág. 2974.
- Cohu, A. et al. (2023). «First 3D reconstruction of a blast furnace using muography». *Journal of Instrumentation* 18.07, P07004. DOI: 10.1088/1748-0221/18/07/P07004.
- Cohu, A. et al. (2022). «Atmospheric and Geodesic Controls of Muon Rates: A Numerical Study for Muography Applications». *Instruments* 6.3, pág. 24.
- Crameri, F., G. E. Shephard y P. J. Heron (2020). «The misuse of colour in science communication». *Nature communications* 11.1, pág. 5444.
- Crossley, D., J. Hinderer y U. Riccardi (2013). «The measurement of surface gravity». *Reports on Progress in physics* 76.4, pág. 046101.

- Evans, J. G. et al. (2016). «Soil water content in southern England derived from a cosmic-ray soil moisture observing system – COSMOS-UK». *Hydrological Processes* 30.26, págs. 4987-4999. DOI: 10.1002/hyp.10929.
- Gaillardet, J. et al. (2018). «OZCAR: The French network of critical zone observatories». *Vadose Zone Journal* 17.1, págs. 1-24.
- Gaisser, T. K., R. Engel y E. Resconi (2016). *Cosmic rays and particle physics*. Cambridge University Press.
- Gleeson, T. et al. (2014). «A glimpse beneath earth's surface: GLocal HYdrogeology MaPS (GLHYMPS) of permeability and porosity». *Geophysical Research Letters* 41.11.
- Goldscheider, N. y D. Drew (2007). «Methods in karst hydrogeology: IAH: International Contributions to Hydrogeology, 26».
- Grashorn, E. et al. (2010). «The atmospheric charged kaon/pion ratio using seasonal variation methods». *Astroparticle Physics* 33.3, págs. 140-145.
- Grobbe, N. et al. (2021). «A multi-hydrogeophysical study of a watershed at Kaiwi Coast (Oahu, Hawaii), using seismic ambient noise surface wave tomography and self-potential data». *Water Resources Research* 57.4.
- Groom, D. E., N. V. Mokhov y S. I. Striganov (2001). «Muon stopping power and range tables 10 MeV-100 TeV». *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 78.2, págs. 183-356. DOI: 10.1006/adnd.2001.0861.
- Hamming, R. W. (1998). *Digital filters*. Courier Corporation.
- Heck, D. et al. (1998). «CORSIKA: A Monte Carlo code to simulate extensive air showers». *Report FZKA 6019.11*.
- Hermans, T. et al. (2023). «Advancing measurements and representations of subsurface heterogeneity and dynamic processes: towards 4D hydrogeology». *Hydrology and Earth System Sciences* 27.1, págs. 255-287.
- Hersbach, H. et al. (2020). «The ERA5 global reanalysis». *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 146.730, págs. 1999-2049. DOI: 10.1002/qj.3803.
- Hörandel, J. R. (2003). «On the knee in the energy spectrum of cosmic rays». *Astroparticle Physics* 19.2, págs. 193-220.
- Jourde, K. et al. (2016a). «Muon dynamic radiography of density changes induced by hydrothermal activity at the La Soufrière of Guadeloupe volcano». *Scientific Reports* 6, pág. 33406.
- Jourde, K. et al. (2016b). «Monitoring temporal opacity fluctuations of large structures with muon radiography: a calibration experiment using a water tower». *Scientific Reports* 6, pág. 23054.
- Köhli, M. et al. (2015). «Footprint characteristics revised for field-scale soil moisture monitoring with cosmic-ray neutrons». *Water Resources Research* 51.7, págs. 5772-5790. DOI: 10.1002/2015wr017169.

- Le Gonidec, Y. et al. (2019). «Abrupt changes of hydrothermal activity in a lava dome detected by combined seismic and muon monitoring». *Scientific Reports* 9.1. DOI: 10.1038/s41598-019-39606-3.
- Leo, W. R. (1994). *Techniques for nuclear and particle physics experiments: a how-to approach*. Springer Science & Business Media.
- Lesparre, N. et al. (2010). «Geophysical muon imaging: feasibility and limits». *Geophysical Journal International* 183.3, págs. 1348-1361.
- Lesparre, N., J. Cabrera y J. Marteau (2016). «3-D density imaging with muon flux measurements from underground galleries». *Geophysical Journal International* 208.3, págs. 1579-1591. DOI: 10.1093/gji/ggw482.
- Longuevergne, L., B. R. Scanlon y C. R. Wilson (2010). «GRACE Hydrological estimates for small basins: Evaluating processing approaches on the High Plains Aquifer, USA». *Water Resources Research* 46.11.
- Marschall, P. et al. (2004). «Synthesis of Hydrogeological Investigations at the Mont Terri site (Phases 1 to 5)». *Heitzmann, P. ed. (2004): Mont Terri Project – Hydrogeological Synthesis, Osmotic Flow*. Office fédéral des eaux et de la géologie OFEG.
- Marteau, J. et al. (2012). «Muons tomography applied to geosciences and volcanology». *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 695, págs. 23-28.
- Marteau, J. et al. (2014). «Implementation of sub-nanosecond time-to-digital convertor in field-programmable gate array: applications to time-of-flight analysis in muon radiography». *Measurement Science and Technology* 25.3, pág. 035101.
- Marteau, J. et al. (2017). «DIAPHANE: Muon tomography applied to volcanoes, civil engineering, archaeology». *Journal of Instrumentation* 12.02, pág. C02008.
- McGarr, J. T. et al. (2021). «Geophysical mapping of hyporheic processes controlled by sedimentary architecture within compound bar deposits». *Hydrological Processes* 35.9, e14358.
- Morishima, K. et al. (2017). «Discovery of a big void in Khufu's Pyramid by observation of cosmic-ray muons». *Nature* 552.7685, págs. 386-390.
- Muñoz-Sabater, J. et al. (2021). «ERA5-Land: a state-of-the-art global reanalysis dataset for land applications». *Earth System Science Data* 13.9, págs. 4349-4383. DOI: 10.5194/essd-13-4349-2021.
- Nishiyama, R. et al. (2019). «Bedrock sculpting under an active alpine glacier revealed from cosmic-ray muon radiography». *Scientific reports* 9.1, pág. 6970.
- Nussbaum, C. et al. (2017). «Tectonic evolution around the Mont Terri rock laboratory, northwestern Swiss Jura: constraints from kinematic forward modelling». *Swiss Journal of Geosciences* 110.1, págs. 39-66. DOI: 10.1007/s00015-016-0248-x.

- Oláh, L., H. K. Tanaka y G. Hamar (2021). «Muographic monitoring of hydrogeomorphic changes induced by post-eruptive lahars and erosion of Sakurajima volcano». *Scientific Reports* 11.1, pág. 17729.
- Oláh, L. et al. (2023). «Muon imaging of volcanic conduit explains link between eruption frequency and ground deformation». *Geophysical Research Letters* 50.2, e2022GL101170.
- Osprey, S. et al. (2009). «Sudden stratospheric warmings seen in MINOS deep underground muon data». *Geophysical Research Letters* 36.5.
- Rosas-Carbajal, M. et al. (2017). «Three-dimensional density structure of La Soufrière de Guadeloupe lava dome from simultaneous muon radiographies and gravity data». *Geophys. Res. Lett.* 44, págs. 6743-6751. DOI: 10.1002/2017GL074285.
- Sagisaka, S. (1986). «Atmospheric effects on cosmic-ray muon intensities at deep underground depths». *Il Nuovo Cimento C* 9, págs. 809-828.
- Schmidt, L. y D. Rempe (2020). «Quantifying dynamic water storage in unsaturated bedrock with borehole nuclear magnetic resonance». *Geophysical Research Letters* 47.22, e2020GL089600.
- Schmidt, R. et al. (2008). «Hydrological signals observed by the GRACE satellites». *Surveys in Geophysics* 29.4, págs. 319-334.
- Spurio, M. (2014). *Particles and astrophysics*. Springer.
- Taketa, A. et al. (2022). «Radiography using cosmic-ray electromagnetic showers and its application in hydrology». *Scientific Reports* 12.1. DOI: 10.1038/s41598-022-24765-7.
- Tramontini, M. et al. (2019). «Middle-Atmosphere Dynamics Observed With a Portable Muon Detector». *Earth and Space Science* 6.10, págs. 1865-1876. DOI: 10.1029/2019ea000655.
- Tramontini, M. et al. (2024). «Defining the sensitivity of cosmic ray muons to groundwater storage changes». *Comptes Rendus. Géoscience* 356.G1, págs. 177-194. DOI: 10.5802/crgeos.277.
- Vereecken, H. et al. (2016). «Modeling Soil Processes: Review, Key Challenges, and New Perspectives». *Vadose Zone Journal* 15.5, págs. 1-57. DOI: 10.2136/vzj2015.09.0131.
- Workman, R. L. et al. (2022). «Review of Particle Physics». *Progress of Theoretical and Experimental Physics* 2022.8. DOI: 10.1093/ptep/ptac097.

## Capítulo 7

# Radiografía de muones del volcán Copahue

El trabajo presentado en este capítulo se encuentra en proceso de preparación para ser enviado a una revista científica internacional revisada por pares. Este estudio se llevó a cabo en el marco de una colaboración internacional entre la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de la Universidad Nacional de La Plata (FCAG-UNLP, Argentina), el Instituto de Física de los 2 Infinitos de Lyon (IP2I, Francia) y el Instituto de Física de la Tierra de París (IPGP, Francia).

### 7.1. La actividad volcánica y los peligros asociados

Las erupciones volcánicas son fenómenos que ocurren de manera continua en nuestro planeta. En cualquier momento dado, se estima que más de una docena de volcanes se encuentran en erupción en algún lugar de la Tierra. A lo largo de un año, se calcula que cien entran en erupción (Loughlin et al., 2015) (Figura 7.1). En este contexto, cada vez más personas habitan en zonas cercanas a volcanes. Se estima que al menos 500 millones de personas residen dentro de zonas que pueden ser potencialmente afectadas por volcanes que han estado activos desde que se tiene registro (Hansell et al., 2006). A nivel global, durante el siglo XX, se estima que las erupciones volcánicas han causado la muerte de aproximadamente 80,000 personas. Además, durante el mismo período, entre 4 y 6 millones de personas fueron evacuadas, perdieron sus hogares o fueron afectadas de alguna manera (Sigurdsson et al., 1999).

Los colapsos parciales de edificios volcánicos representan un peligro de gran importancia, ya que pueden ocurrir en asociación con erupciones magmáticas, erupciones freáticas o incluso en ausencia de erupciones. Estos fenómenos generan avalanchas de rocas y escombros que se aceleran rápidamente a lo largo de la pendiente de un volcán. Pueden alcanzar velocidades de hasta 100 metros por segundo y alcanzar distancias que pueden superar

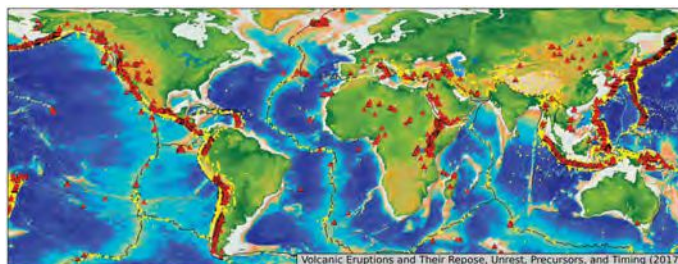


Figura 7.1: Distribución global de volcanes que han entrado en erupción en los últimos 10.000 años (triángulos rojos). Figura tomada de National Academies of Sciences et al. (2017).

hasta más de diez veces la caída vertical (Scarpa et al., 2012). Los colapsos parciales del edificio volcánico pueden ser provocados por grandes erupciones. A su vez, pueden ser causados por un desencadenante externo, como un gran terremoto (por ejemplo, volcán Ontake, 1984, Japón) o incluso episodios de lluvias intensas (por ejemplo, volcán Casita, 1998, Nicaragua). Además, muchos otros colapsos son consecuencia de la actividad del sistema hidrotermal. Los fluidos hidrotermales que saturan la roca tienen la capacidad de conducir a la inestabilidad del edificio volcánico. Al calentarse, pueden aumentar drásticamente la presión del fluido en zonas localizadas del volcán y desencadenar colapsos parciales del edificio volcánico y explosiones lateralmente dirigidas (Reid et al., 2004). A su vez, aquellos fluidos particularmente ácidos promueven la alteración de la roca, lo cual trae como consecuencia un debilitamiento mecánico del edificio volcánico y una reducción considerable en la fuerza necesaria para lograr un desplazamiento a lo largo de una falla (Jaeger et al., 2009).

Para mejorar la evaluación de este peligro natural y, en consecuencia, mitigar sus efectos, resulta esencial obtener imágenes de la estructura interna de los edificios volcánicos. Esto incluye el análisis de la composición de las rocas, el grado de alteración y la distribución de fluidos presentes.

## 7.2. El volcán Copahue

El volcán Copahue es un estratovolcán ubicado en la frontera entre Argentina y Chile. Se encuentra en la provincia de Neuquén, en el lado argentino, y en la región de Biobío, en el lado chileno (Figura 7.2a). En la cima del volcán, a casi 3000 metros sobre el nivel del mar, se identifican nueve cráteres alineados en sentido noreste. De estos cráteres, el único que presenta actividad en la actualidad es el cráter más oriental, denominado “El Agrio” (Figura 7.2b). Este cráter posee un diámetro de aproximadamente 300 metros, contiene un lago ácido en su interior y presenta actividad fumarólica de manera permanente. El lago cratérico ha experimentado vaciamiento y posterior recuperación, evidenciando así un sistema hidrotermal altamente dinámico (Casas et al., 2024; Tardani et al., 2021).

El volcán Copahue está considerado como el de mayor riesgo de Argentina (Elissondo



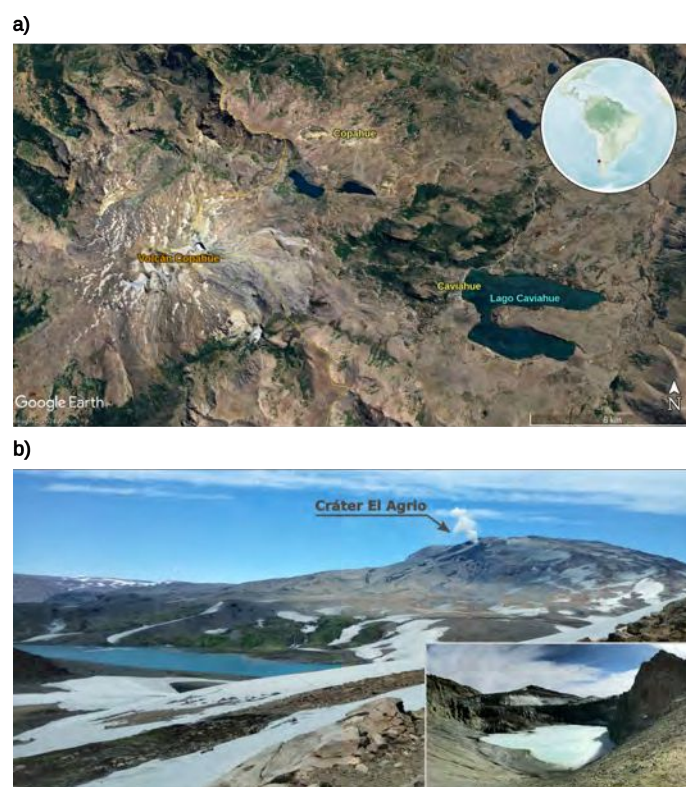


Figura 7.2: a) Mapa con marcadores de interés. La línea amarilla indica la frontera entre Argentina y Chile. Detalle: Localización del volcán Copahue en la Tierra, representado con una esfera violeta. Mapa del Observatorio de la Tierra de la NASA disponible a través de <https://visibleearth.nasa.gov/>. b) Volcán Copahue. Foto cortesía del Observatorio Argentino de Vigilancia Volcánica (OAVV, <https://oavv.segemar.gob.ar/>). Detalle: Cráter El Agrio.

et al., 2024), debido a su cercanía a las localidades de Caviahue y Copahue. Estas se encuentran situadas en un radio de 8 km del cráter del volcán. Además, la región atrae a una gran cantidad de turistas debido al centro de ski de Caviahue y a la Villa Termal de Copahue, lo cual incrementa de manera significativa la población de ambas localidades. Entre los principales eventos que han ocurrido en las décadas recientes, se encuentran las erupciones de 1992 y 2000 (Agusto et al., 2016). El último ciclo eruptivo comenzó en 2012 y, desde entonces, el Copahue ha presentado manifestaciones casi de forma permanente. Estas incluyen la emisión de ceniza, la ocurrencia de explosiones en el interior del cráter y actividad sísmica de magnitud variable (Observatorio Argentino de Vigilancia Volcánica (OAVV), 2024a; Observatorio Argentino de Vigilancia Volcánica (OAVV), 2024b).

### 7.3. Mediciones de calibración del detector de muones en la FCAG-UNLP

En marzo de 2022, se llevó a cabo la instalación del detector de muones en la FCAG-UNLP, con el fin de realizar mediciones de calibración (Figura 7.3). El conjunto de datos

de calibración se presenta en la Figura 7.4. El mismo abarca un tiempo neto de adquisición de  $\Delta T^{\text{calib}} = 9.5$  días, durante el cual se detectaron un total de 5256320 muones, con una media de aproximadamente 23000 muones por hora. A partir de este conjunto de datos, se calculó experimentalmente la función de aceptación,  $\mathcal{T}$ , de la siguiente manera:

$$\mathcal{T} = \frac{N/\Delta T_{\text{calib}}}{I_{\mu}^{\text{teórico}}}, \quad (7.1)$$

donde  $I_{\mu}^{\text{teórico}}$  es el flujo integrado de muones a cielo abierto, calculado utilizando CORSIKA, de acuerdo con lo expuesto en el Capítulo 4. La función de aceptación resultante se presenta en la Figura 7.5. Considerando todos los ejes de observación, y teniendo en cuenta el error en la estimación de la tasa de muones a cielo abierto, la aceptación total del detector es  $(1420 \pm 40) \text{ cm}^2\text{sr}$ .



Figura 7.3: Detector de muones instalado en la FCAG-UNLP para realizar mediciones de calibración.

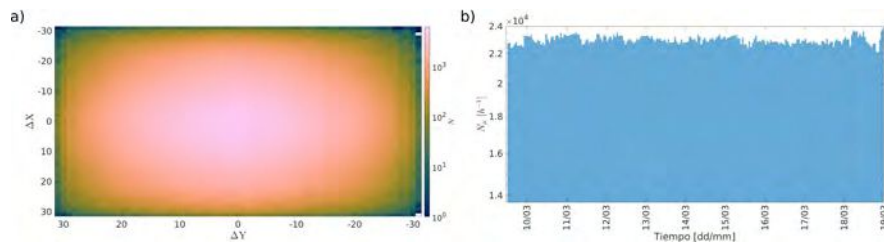


Figura 7.4: a) Número total de eventos detectados,  $N$ , a lo largo de cada eje de observación,  $(\Delta X, \Delta Y)$ . b) Número de eventos por hora,  $N_{\mu}$ , detectados durante la adquisición de calibración.

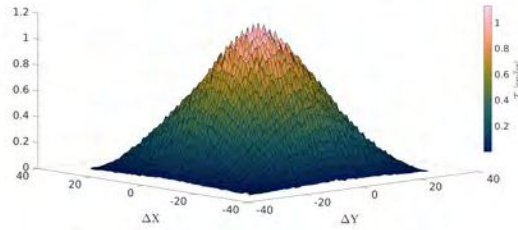


Figura 7.5: Función de aceptación,  $\mathcal{T}$ , calculada experimentalmente en función de los ejes de observación,  $(\Delta X, \Delta Y)$ .

## 7.4. Instalación del detector de muones en el volcán

En diciembre de 2022, llevamos a cabo la instalación del detector de muones en el volcán Copahue. Este trabajo fue realizado en colaboración con el personal del Observatorio Argentino de Vigilancia Volcánica (OAVV-SEGEMAR), la Oficina Provincial de Tecnologías de la Información y la Comunicación (OPTIC Neuquén) y pilotos de Aeronáutica Neuquén. La Figura 7.6 muestra el traslado del detector hacia el lugar de instalación, ubicado en el flanco este del volcán, mediante el uso de un helicóptero. En la Figura 7.7 se documenta la instalación del detector, así como la antena de comunicaciones, los paneles solares y el paquete de baterías en el sitio seleccionado. Por último, la Figura 7.8 muestra el detector ya instalado y orientado hacia el flanco este del volcán Copahue.

## 7.5. Recolección de muestras de roca y análisis de laboratorio

Durante dos viajes de campaña, realizados en abril y diciembre de 2022, recolectamos 11 muestras de roca de distintos puntos del volcán. El objetivo fue representar el rango de alteración hidrotermal y de la porosidad de las rocas que componen el edificio volcánico. Las ubicaciones de muestreo se muestran en la Figura 7.9a. Dos muestras (CO3 y CO4) fueron recolectadas cerca de la cumbre, en las proximidades del lago del cráter. Una muestra (CO2) se obtuvo en la ladera del cráter. Seis muestras (CO1, CO7, CO8, CO9, CO12 y CO13) fueron recolectadas en la base del cráter. Finalmente, dos muestras (CO5 y CO6) se recolectaron en un sitio alejado del cráter. Todas se presentan en la Figura 7.9b.

### 7.5.1. Metodología empleada en el laboratorio

En el laboratorio, se prepararon muestras cilíndricas de 20 mm de diámetro, las cuales fueron cortadas y rectificadas con precisión a una longitud nominal de 40 mm. Posteriormente, las muestras fueron sometidas a un proceso de lavado y secado en un horno de vacío a 40°C durante un período de al menos 48 horas. Se llevó a cabo la determinación de la porosidad conectada de cada muestra, midiendo tanto el volumen aparente como el volumen esquelético, utilizando un picnómetro de helio. A partir del volumen aparente y



Figura 7.6: Fotos del traslado del detector de muones al sitio de instalación en el flanco este del volcán Copahue.

la masa seca de las muestras, se calculó la densidad aparente seca. Finalmente, la densidad aparente húmeda se determinó a partir de la densidad aparente seca y la porosidad conectada, considerando una densidad del agua de  $1000 \text{ kg/m}^3$ .

Además, se llevó a cabo la medición de la resistencia a la compresión uniaxial en seco en las muestras que fueron previamente secadas en un horno. Esto se realizó utilizando un marco de carga uniaxial, como se esquematiza en Heap et al. (2014). Las muestras fueron sometidas a deformación bajo condiciones de presión y temperatura ambiente en el laboratorio, aplicando una velocidad de deformación axial constante de  $10^{-5} \text{ s}^{-1}$ , hasta alcanzar el fallo macroscópico. El módulo de Young estático fue calculado a partir de la porción elástica de las curvas de tensión-deformación uniaxiales, tal como se muestra en Heap et al. (2020).

Para el análisis mineralógico y microestructural, se prepararon secciones finas pulidas de las muestras. Estas se examinaron utilizando un microscopio electrónico de barrido (SEM, por sus siglas en inglés), el cual incorpora espectroscopia de rayos X de energía dispersiva (EDX, por sus siglas en inglés). El contenido mineral de las once muestras fue analizado y cuantificado mediante difracción de rayos X en polvo (XRPD, por sus siglas



Figura 7.7: Fotos de la instalación del detector de muones, antena de comunicaciones, paneles solares y baterías en el sitio seleccionado.

en inglés), a partir de recortes preparados convenientemente.

El trabajo en el laboratorio se llevó a cabo en colaboración con especialistas del Instituto de Física de la Tierra de París (IPGP, Francia) y del Instituto de la Tierra y el Medio Ambiente de Estrasburgo (ITES, Francia).

### 7.5.2. Análisis petrográfico y mineralógico de las muestras

En la Tabla 7.1 se resumen los resultados obtenidos mediante el análisis EDX (Energy Dispersive X-ray Spectroscopy), que proporcionan la composición mineralógica de las muestras estudiadas. Para interpretar esta información, las muestras fueron clasificadas utilizando el diagrama TAS (Total Alkali-Silica), que es una herramienta ampliamente utilizada en petrología para clasificar rocas ígneas en función de su composición química. Este diagrama se basa en el contenido de óxidos de alcalinos totales ( $\text{Na}_2\text{O} + \text{K}_2\text{O}$ ) y sílice ( $\text{SiO}_2$ ), expresados en porcentajes en peso.

La correcta clasificación en el diagrama TAS requiere que las muestras analizadas no estén significativamente alteradas, ya que la alteración hidrotermal o procesos secundarios podrían modificar la proporción real de óxidos, especialmente de sílice, generando un sesgo en la representación química de las rocas originales. Teniendo esto en cuenta, la clasificación de las muestras en el diagrama TAS permitió identificar que la mayoría corresponde a andesitas basálticas y andesitas (Figura 7.10).

A partir del análisis petrográfico y mineralógico de las once muestras recolectadas del volcán, se observaron variaciones en términos de textura, grado de vesiculación y alteración hidrotermal. Las muestras fueron clasificadas según su textura y grado de alteración



Figura 7.8: Fotos del detector de muones instalado en el sitio elegido, orientado hacia el flanco este del volcán Copahue.

hidrotermal en cuatro tipos: lava (CO1, CO3 y CO8), lava diktytaxítica (CO2, CO4, CO5 y CO9), brecha (CO7, CO12 y CO13) y toba (CO6). Las muestras de lava presentan texturas predominantemente diktytaxíticas, así como diversos grados de vesiculación. La textura diktytaxítica es una característica petrográfica de las rocas volcánicas, la cual describe una red de cristales que forman cavidades angulares, o poros, entre ellos.

Por un lado, la muestra CO1 corresponde a una lava no alterada, caracterizada por ser altamente vesiculada y presentar fracturas (Figura 7.11a). La muestra CO2, en cambio, es una lava con muy poca vesiculación, en la que la porosidad fue generada por la disolución del vidrio y muestra una textura diktytaxítica (Figura 7.11b). En la muestra CO3 se identifican indicios de alteración hidrotermal, con fenocristales silicificados en los bordes y una alta vesiculación y presencia de fracturas (Figura 7.11c). Las muestras CO4 y CO5 muestran textura diktytaxítica, pero con diferencias en el relleno de las vesículas y en el grado de fisuración. La muestra CO4 se caracteriza por la presencia de vesículas, algunas de ellas rellenas (Figura 7.11d). En contraste, la muestra CO5 presenta un bajo grado de vesiculación y, en su lugar, exhibe algunas fisuras rellenas (Figura 7.11e).

Por otro lado, las muestras CO6 y CO7 destacan por su grado avanzado de alteración hidrotermal. La muestra CO6 corresponde a una toba muy alterada, parcialmente compacta pero que carece de cohesión significativa (Figura 7.11f). Por su parte, la muestra CO7 presenta características similares, aunque se distingue por tener fragmentos de mayor tamaño, algunos de los cuales son vesiculados, y muestra microporosidad en la matriz (Figura 7.12a). En cuanto a las muestras CO8 y CO9, ambas presentan una alta vesiculación. La muestra CO8 exhibe relleno de vesículas junto con fracturas rellenas con yeso (Figura 7.12b), mientras que la muestra CO9 se caracteriza por tener una matriz más compacta (Figura 7.12c).

Finalmente, las muestras de brecha, CO12 y CO13, exhiben composiciones y texturas

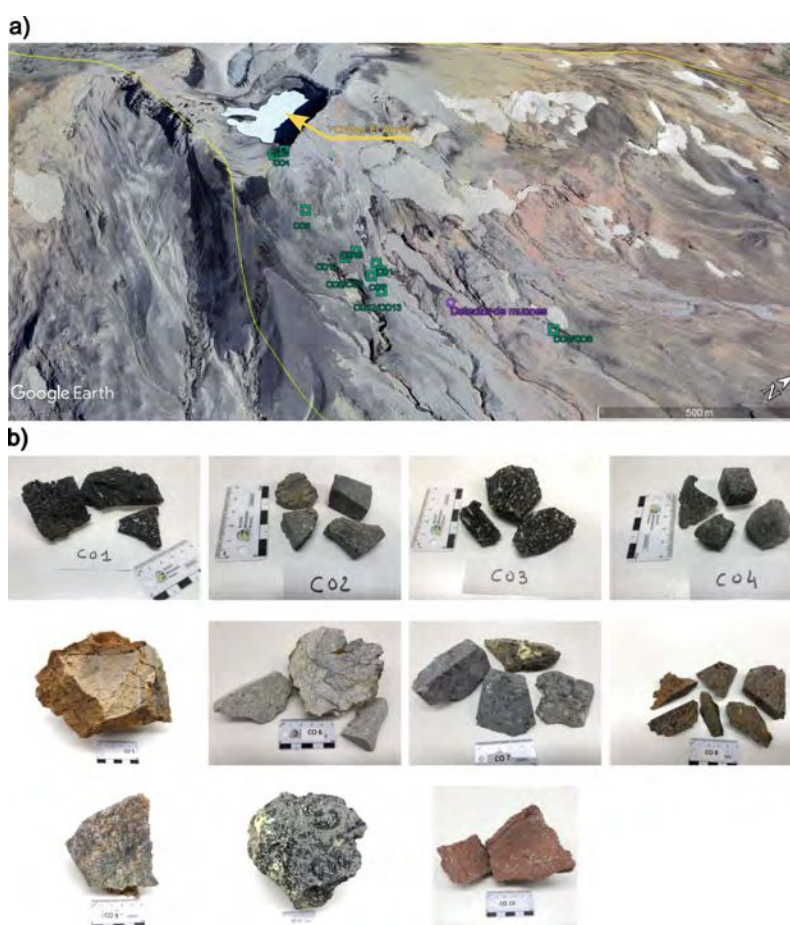


Figura 7.9: a) Ubicación de los sitios de muestreo de roca y del detector de muones. b) Muestras de roca recolectadas.

heterogéneas. La muestra CO12 se distingue por una combinación de fragmentos de roca, vidrio y fenocristales. Esta muestra tiene sus poros completamente rellenos de azufre y carece de signos de fracturación (Figura 7.12d). Por otro lado, la muestra CO13 constituye una brecha igualmente carente de fracturas, aunque exhibe una notable heterogeneidad (Figura 7.12e).

### 7.5.3. Análisis de las propiedades mecánicas de las muestras

La Figura 7.13a y la Figura 7.13b presentan la resistencia a la compresión uniaxial y el módulo de Young en función de la porosidad conectada, respectivamente (los datos se encuentran disponibles en la Tabla 7.2). La porosidad conectada de nuestras muestras varía entre 0,05 y 0,61, mientras que la resistencia a la compresión uniaxial se encuentra en un rango de  $\sim 6$  a  $\sim 120$  MPa, y el módulo de Young entre  $\sim 2$  a  $\sim 33$  GPa. Los resultados obtenidos indican que tanto la resistencia a la compresión uniaxial como el módulo de Young disminuyen de forma no lineal a medida que aumenta la porosidad.

La Figura 7.13c y la Figura 7.13d muestran la resistencia a la compresión uniaxial y

Fases (% en peso)	CO 1	CO 2	CO 3	CO 4	CO 5	CO 6	CO 7	CO 8	CO 9	CO 12	CO 13
Feldespatos	25	35	33	42	50	4	45	49	49	18	43
Minerales de Fe-Mg	27	12	26	18	5	-	20	12	17	21	16
Minerales accesorios	1	1	1	-	2	-	-	-	1	-	1
<b>Total de minerales magmáticos</b>	<b>53</b>	<b>48</b>	<b>60</b>	<b>60</b>	<b>57</b>	<b>4</b>	<b>65</b>	<b>61</b>	<b>67</b>	<b>39</b>	<b>60</b>
Cristobalita	1	3	1	1	3	3	2	4	2	2	1
Cuarzo	4	2	2	1	1	-	2	-	2	6	-
Tridimita	1	3	1	1	3	-	3	3	4	-	-
<b>Total de polimorfos de SiO<sub>2</sub></b>	<b>6</b>	<b>8</b>	<b>4</b>	<b>3</b>	<b>7</b>	<b>3</b>	<b>7</b>	<b>7</b>	<b>8</b>	<b>8</b>	<b>1</b>
Zeolitas	-	-	-	-	-	-	2	-	-	3	1
Óxidos	-	-	-	-	2	-	1	-	1	-	3
Fases sulfurosas	1	2	3	3	3	18	13	7	3	24	2
Arcillas	-	-	-	-	-	10	3	-	-	-	2
Fluoruro de cloro	-	-	-	-	-	2	-	-	-	-	-
<b>Total de minerales secundarios</b>	<b>1</b>	<b>2</b>	<b>3</b>	<b>3</b>	<b>5</b>	<b>30</b>	<b>19</b>	<b>7</b>	<b>4</b>	<b>27</b>	<b>8</b>
<b>Total de fases amorfas</b>	<b>40</b>	<b>42</b>	<b>33</b>	<b>34</b>	<b>32</b>	<b>63</b>	<b>9</b>	<b>24</b>	<b>22</b>	<b>25</b>	<b>30</b>

Tabla 7.1: Resultados del análisis de difracción de rayos X (EDX) sobre la composición mineralógica de las muestras, incluyendo minerales magmáticos, polimorfos de SiO<sub>2</sub>, zeolitas (analcima, chabazita), óxidos (hematita, anatasa, ilmenita, pirrotita, cromita, lepidocrocita), fases de azufre (pirita, yeso, anhidrita, epsomita, basanita, ácido sulfúrico, azufre), arcillas (caolinita, dickita, illita, montmorillonita) y fases amorfas (vidrio volcánico, ópalo). Los valores se expresan en términos de porcentaje de peso (% de peso), siendo 100% la suma de los totales de minerales magmáticos, de polimorfos de SiO<sub>2</sub>, minerales secundarios y fases amorfas.

el módulo de Young, en función de la densidad aparente de la muestra, respectivamente. Los datos correspondientes a las propiedades mecánicas en seco se proporcionan en función de la densidad aparente seca y de la densidad aparente húmeda. Observamos que tanto la resistencia a la compresión uniaxial (Figura 7.13c) como el módulo de Young (Figura 7.13d) presentan un incremento no lineal conforme la densidad aumenta.

#### 7.5.4. Análisis de los efectos de la alteración hidrotermal en las muestras

En la Figura 7.14a se presentan los valores de resistencia a la compresión uniaxial, en escala logarítmica, en función de la porosidad conectada. Estos valores han sido clasificados mediante un análisis petrográfico y mineralógico. Por otro lado, la Figura 7.14b muestra los mismos valores, pero esta vez se encuentran coloreados en función del porcentaje en peso de fases sulfurosas. En la Figura 7.14c, los valores están coloreados según el porcentaje en peso de fases amorfas. Finalmente, en la Figura 7.14d, los valores se representan de acuerdo con el porcentaje en peso de minerales secundarios.

En la Figura 7.14a, se observa que la resistencia a la compresión uniaxial disminuye de manera exponencial a dos tasas diferentes, dependiendo del incremento de la porosidad conectada. En el rango de porosidad conectada que abarca desde 0 hasta aproximadamente 0.2, se manifiesta una disminución más pronunciada en la resistencia a medida que aumenta la porosidad. Este comportamiento experimenta un cambio en el rango de porosidad



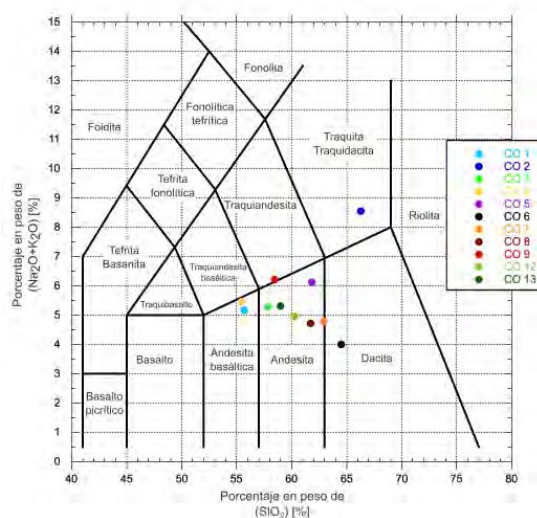


Figura 7.10: Diagrama TAS (Total Alkali-Silica) que muestra la distribución de las muestras de roca estudiadas. Cada punto representa una muestra y su ubicación en el diagrama refleja su composición química en términos del porcentaje en peso de óxidos de alcalinos totales ( $\text{Na}_2\text{O}$  y  $\text{K}_2\text{O}$ ) y sílice ( $\text{SiO}_2$ ).

conectada que supera aproximadamente 0.2, donde la reducción en la resistencia se vuelve menos pronunciada. Asimismo, se observó que las muestras de lava diktytaxítica, en su mayoría, presentan la mayor resistencia a la compresión uniaxial. Estas son seguidas, en orden decreciente, por las muestras de brecha, las de toba y, finalmente, las de lava.

Por último, los resultados obtenidos no evidencian una correlación clara entre la resistencia a la compresión uniaxial y los porcentajes en peso de las fases sulfurosas, fases amorfas y minerales secundarios presentes en las muestras analizadas. Esta observación podría interpretarse como una indicación de que la alteración hidrotermal del volcán Copahue no estaría produciendo cambios significativos en las propiedades mecánicas de las rocas, al menos en lo que respecta a su resistencia a la compresión uniaxial. En este contexto, sería posible que las fases mineralógicas asociadas a la alteración no ejerzan un efecto suficientemente pronunciado sobre la cohesión interna e integridad estructural de la matriz rocosa.

Sin embargo, también es factible que la falta de correlación observada refleje la superposición de espectros de alteración derivados de distintas litologías originales. Esto sugiere que el análisis incluye rocas de composiciones y propiedades mecánicas intrínsecas diferentes, lo que podría enmascarar una relación potencial entre el grado de alteración y la resistencia mecánica. Esta complejidad pone de manifiesto la necesidad de considerar tanto la heterogeneidad litológica inicial como las características de los procesos hidrotermales en el análisis de las propiedades físicas de las rocas. Estudios adicionales, que combinen análisis petrográficos y pruebas mecánicas complementarias, podrían ayudar a discriminar entre estas posibles interpretaciones y profundizar el entendimiento de los mecanismos que

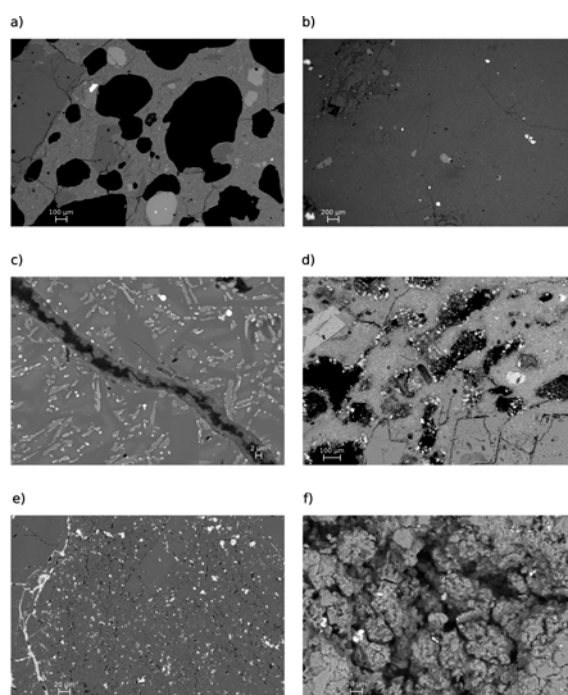


Figura 7.11: Imágenes obtenidas mediante microscopía electrónica de barrido (SEM, por sus siglas en inglés) correspondientes a las muestras de roca: a) CO1, b) CO2, c) CO3, d) CO4, e) CO5 y f) CO6.

controlan estas propiedades en el contexto del sistema hidrotermal del volcán Copahue.

## 7.6. Datos de muones adquiridos y resultados

La radiografía de muones de densidad media se presenta en la Figura 7.15. En este experimento, es importante señalar la existencia de ruido de fondo en las mediciones de muografía, el cual sesga la densidad estimada hacia valores más bajos (Jourde et al. (2013)). Este ruido está compuesto por partículas cargadas de baja energía—electrones, muones y protones—que atraviesan el detector, pero que no corresponden a muones que atraviesan el volcán. Los detalles sobre el ruido de fondo se pueden encontrar en Bonechi et al. (2020). Es relevante mencionar que este efecto se intensifica con la altitud de observación (Nishiyama et al. (2016)). Por consiguiente, interpretamos la radiografía de muones en términos de variaciones relativas y, por tanto, utilizamos una escala logarítmica para representarla.

El valor promedio de densidad media a lo largo de los ejes de observación es de  $0,5 \text{ g/cm}^3$ , con una dispersión de  $0,4 \text{ g/cm}^3$ . La densidad media máxima observada es  $(3,7 \pm 0,3) \text{ g/cm}^3$ , y la mínima es  $(0,172 \pm 0,007) \text{ g/cm}^3$ . Para calcular el error en las estimaciones de densidad media, consideramos tanto las incertidumbres en las mediciones del flujo de muones como en las del flujo integrado teórico, sumándolas en cuadratura. En promedio, al analizar el cociente entre el error en la radiografía y la radiografía misma (Figura

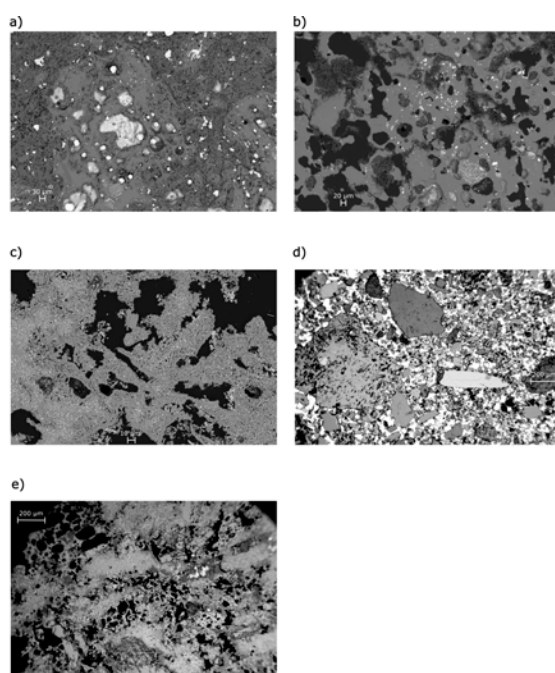


Figura 7.12: Imágenes obtenidas mediante microscopía electrónica de barrido (SEM, por sus siglas en inglés) correspondientes a las muestras de roca: a) CO7, b) CO8, c) CO9, d) CO12 y e) CO13.

7.16), encontramos que el error representa un 5 % de los valores estimados. El error varía entre un mínimo del 1 %, en los ejes de observación donde la tasa de muones registrada es mayor, y un máximo del 22 %, en aquellos donde la tasa de muones registrada es menor.

Observamos en la Figura 7.15 que los valores más altos de densidad se correlacionan con las estructuras del edificio volcánico que sobresalen de su morfología general, donde los muones atraviesan los valores más bajos de espesor de roca,  $L$ . Para estudiar mejor la relación entre  $L$  y las densidades medias estimadas,  $\langle\rho\rangle$ , en la Figura 7.17c, presentamos un gráfico de dispersión entre estos valores para cada eje de observación, los cuales se muestran en la Figura 7.17a y la Figura 7.17b. Basándonos en este gráfico, definimos cuatro grupos, que se muestran con colores diferentes. Observamos que los valores marcados en blanco se correlacionan con las coladas de lava (véase Figura 7.18a). En el otro extremo, los valores más bajos, marcados en azul, corresponden a los valores más altos de  $L$ , que se correlacionan con formaciones compuestas predominantemente de hielo (véase la Figura 7.18b). Los valores marcados en rojo, que corresponden a valores  $\langle\rho\rangle$  un poco más altos, pero aún bajos, y a valores  $L$  altos, corresponden a formaciones que contienen hielo pero también ceniza. De hecho, existe un glaciar en los valores marcados en rojo al oeste del cráter que puede observarse en las imágenes de satélite tanto en la Figura 7.15 como en la Figura 7.17. Los valores marcados en amarillo corresponden a la parte inferior de la ladera del cráter, que tiene un contenido muy alto de ceniza (ver Figura 7.18c). Los valores marcados en verde corresponden a la parte más alta de la ladera del cráter, que también

Muestra de roca	Densidad aparente seca (g/cm <sup>3</sup> )	Densidad aparente húmeda (g/cm <sup>3</sup> )	Porosidad conectada	Módulo de Young (GPa)	Resistencia a la compresión uniaxial (MPa)
CO1	1.356	1.869	0.51	4.5	9.9
CO1	1.453	1.929	0.48	4.6	8.69
CO1	1.093	1.702	0.61	2.7	6.18
CO2	2.494	2.548	0.05	33.2	120
CO2	2.406	2.489	0.08	23.4	91.6
CO2	2.486	2.547	0.06	26.3	116
CO3	1.765	2.127	0.36	6.9	17.4
CO3	1.748	2.109	0.36	3.8	10.9
CO3	1.521	1.967	0.45	3.1	11.5
CO4	2.402	2.536	0.13	14.4	51.3
CO4	2.182	2.391	0.21	10.1	27.6
CO4	2.368	2.514	0.15	18.5	56.3
CO5	2.383	2.492	0.11	14.5	55.2
CO5	2.330	2.453	0.12	19.0	72.8
CO5	2.438	2.527	0.09	18.5	62.2
CO6	2.039	2.198	0.16	3.8	22.7
CO6	2.046	2.198	0.15	5.9	34.2
CO7	2.242	2.322	0.08	14.7	62.4
CO7	2.226	2.330	0.10	16.5	54.7
CO7	2.215	2.323	0.11	17.5	68.1
CO7	2.226	2.326	0.10	19.7	69.5
CO8	1.454	1.878	0.42	4.7	13.5
CO8	1.596	1.981	0.38	5.1	11.4
CO8	1.694	2.039	0.35	4.8	18.6
CO8	1.782	2.101	0.32	8.6	25.1
CO9	1.498	1.948	0.45	5.7	11.5
CO9	1.509	1.958	0.45	2.3	11.4
CO9	1.441	1.911	0.47	3.8	12.3
CO12	1.524	1.889	0.36	5.2	11.4
CO12	1.780	2.027	0.25	4.0	14.8
CO12	1.720	1.993	0.27	5.5	15.8
CO13	2.405	2.534	0.13	14.7	68.7
CO13	2.427	2.548	0.12	11.6	55.1
CO13	2.319	2.475	0.16	6.6	25

Tabla 7.2: Densidad aparente seca, densidad aparente húmeda, porosidad conectada, módulo de Young y resistencia a la compresión uniaxial de las muestras de roca. Al menos dos mediciones se realizaron por muestra.

tiene un contenido de ceniza ligeramente inferior.

Para correlacionar de manera más efectiva la radiografía de muones con la estructura subsuperficial del volcán, en la Figura 7.19 se presenta la radiografía de muones a varias alturas por encima del detector de muones. Estas imágenes se calcularon interpolando los valores medios de densidad de la Figura 7.15 a lo largo de los ejes de observación a superficies planas utilizando la interpolación del vecino más cercano. En contraste con la Figura 7.15, donde se emplea la superficie real del volcán, en este consideramos superficies planas a diferentes alturas sobre el detector. Las alturas representadas en cada imagen son 70.5, 145.5, 220.5, 295.5 y 370.5 m. Observamos que la región azul, que se correlaciona con formaciones predominantemente compuestas de hielo, también es visible en profundidad en el lado sur del flanco este y coincide con la Figura 7.18b.

A partir de este análisis, encontramos que la radiografía de muones reveló fuertes contrastes de densidad entre el edificio volcánico de andesita y densidades aparentes más bajas debajo del lago cratérico. También permitió mapear la presencia de coladas de lava, ceniza y hielo en el subsuelo, lo que se correlacionó con las imágenes de satélite y observaciones in situ. Estos resultados sugieren, además, que la muografía podría emplearse para inferir el contenido de ceniza en estructuras volcánicas.

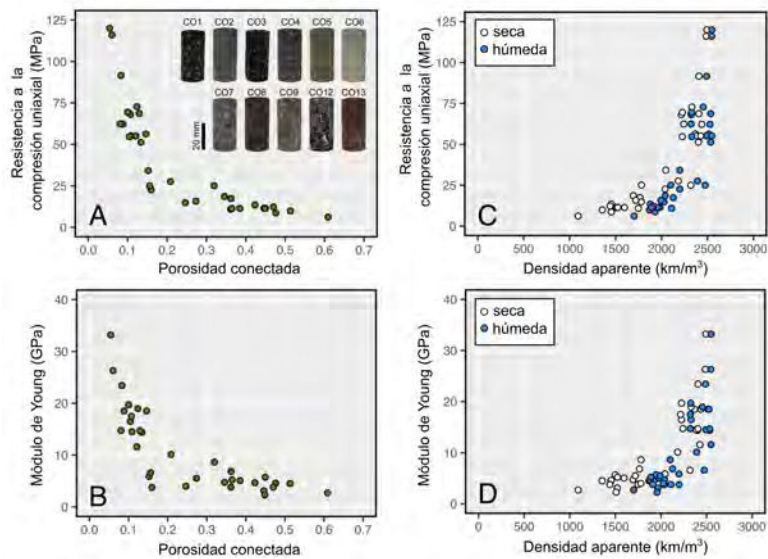


Figura 7.13: a) Resistencia a la compresión uniaxial en función de la porosidad conectada. También se muestran fotos representativas de las muestras de 20 mm de diámetro graficadas. b) Módulo de Young en función de la porosidad conectada. c) Resistencia a la compresión uniaxial en función de la densidad aparente (símbolos blancos - seca; símbolos azules - húmeda). d) Módulo de Young en función de la densidad aparente (símbolos blancos - seca; símbolos azules - húmeda) (datos disponibles en la Tabla 7.2).

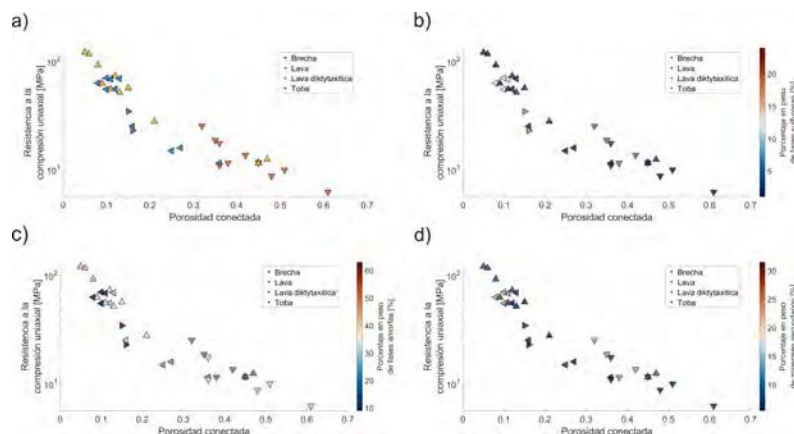


Figura 7.14: Resistencia a la compresión uniaxial de cada muestra en función de su porosidad conectada. a) Los colores corresponden a la categorización de las muestras: lava (triángulos hacia abajo, color naranja), lava diktytaxítica (triángulos hacia arriba, color amarillo), brecha (triángulos hacia la izquierda, color azul) y toba (triángulos hacia la derecha, color violeta). b) Los colores representan el porcentaje en peso de fases sulfurosas. c) Los colores reflejan el porcentaje en peso de fases amorfas. d) Los colores indican el porcentaje en peso de minerales secundarios.

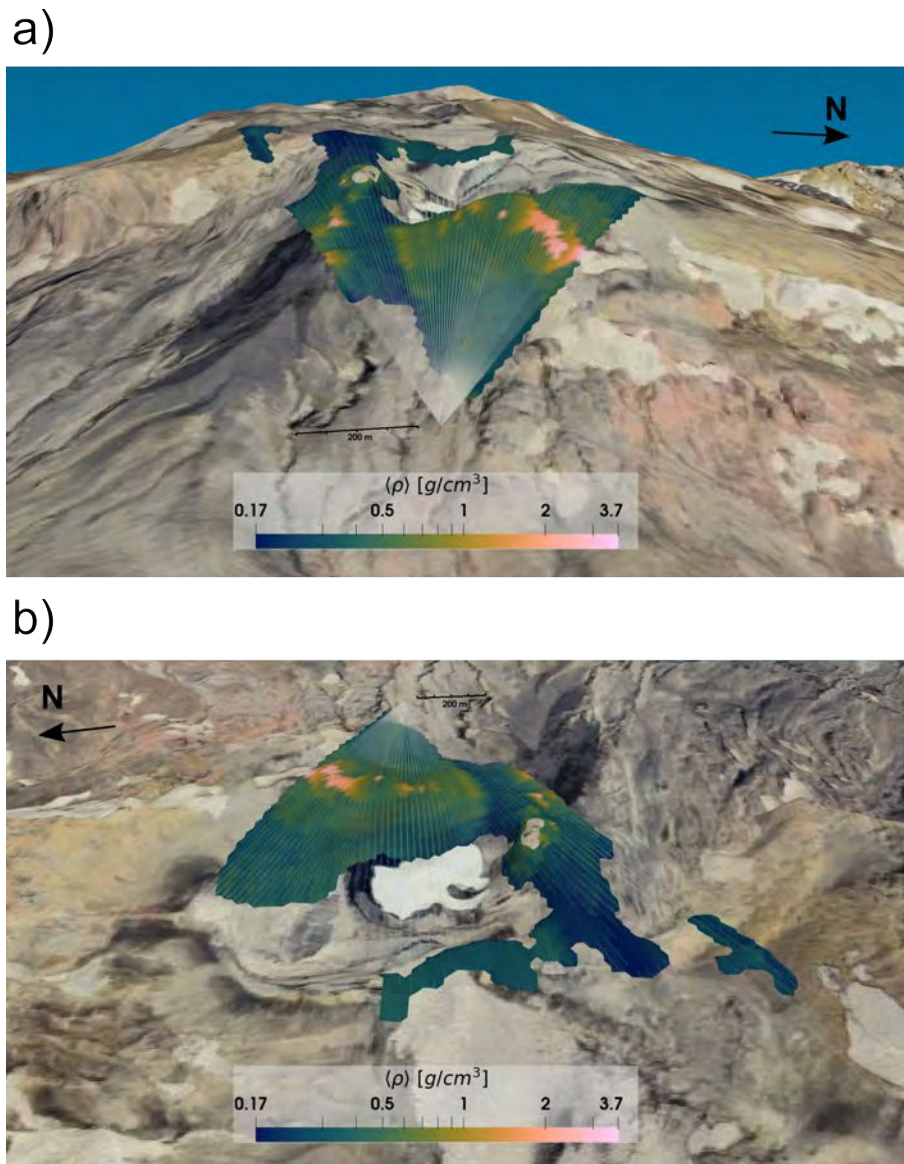


Figura 7.15: a) Radiografía de muones de densidad media,  $\langle \rho \rangle$ , vista desde el a) este b) oeste. Los ejes de observación del detector se encuentran representados por líneas grises. La radiografía se encuentra graficada sobre la topografía. Se realiza una interpolación utilizando el método del vecino más cercano para tener en cuenta la resolución angular de los ejes de observación.

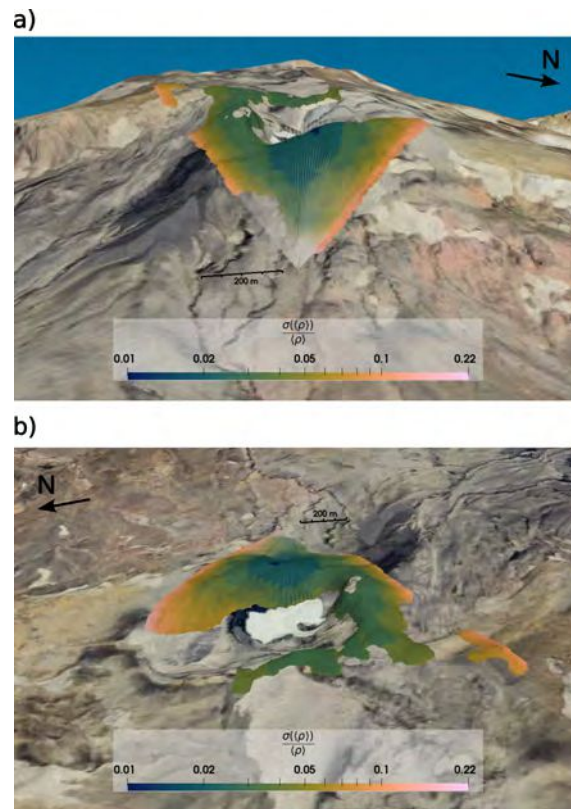


Figura 7.16: a) Cociente entre el error en la radiografía de muones y la radiografía misma,  $\frac{\sigma(\langle\rho\rangle)}{\langle\rho\rangle}$ , vista desde el a) este b) oeste. Los ejes de observación del detector se encuentran representados por líneas grises. Los valores se encuentran graficados sobre la topografía. Se realiza una interpolación utilizando el método del vecino más cercano para tener en cuenta la resolución angular de los ejes de observación.

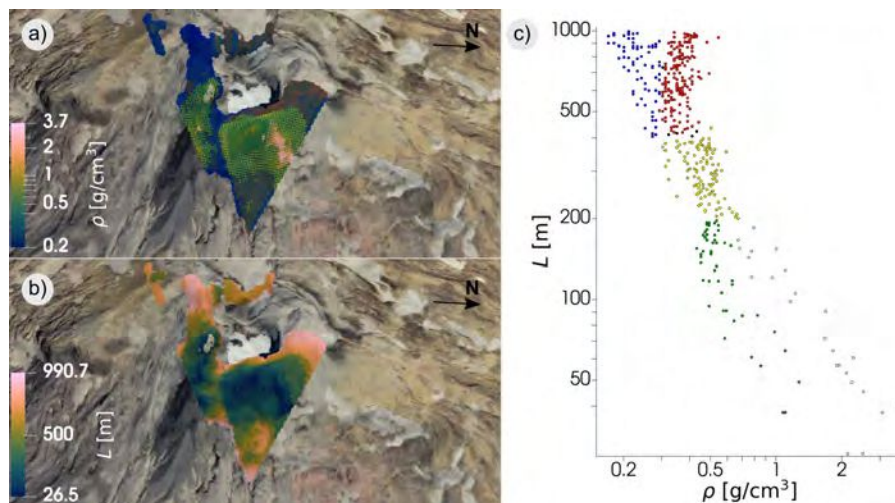


Figura 7.17: a) Radiografía de muones de densidad media,  $\langle\rho\rangle$ , vista desde el este b) Espesor de roca,  $L$ , en cada eje de observación, visto desde el este. Los ejes de observación del detector se encuentran representados por líneas grises. La radiografía se encuentra graficada sobre la topografía. Se realiza una interpolación utilizando el método del vecino más cercano para tener en cuenta la resolución angular de los ejes de observación. c)  $L$  vs  $\langle\rho\rangle$  scatter plot. Los diferentes colores (azul, rojo, amarillo, verde y blanco) definen distintas regiones en a).

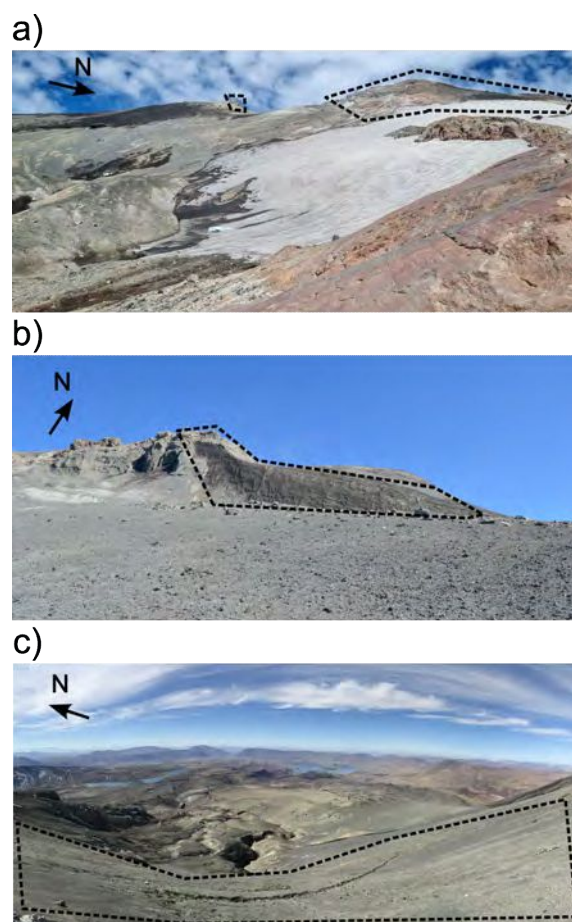


Figura 7.18: Fotos del volcán Copahue: a) flanco este, b) flanco sur, y c) flanco este visto desde el cráter. Las líneas discontinuas indican a) coladas de lava, b) hielo y c) ceniza.

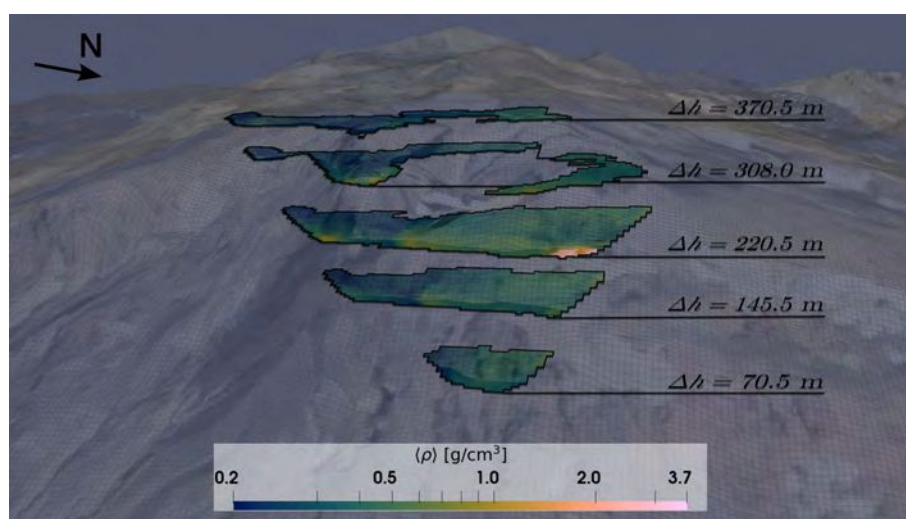


Figura 7.19: Radiografía de muones de densidad media,  $\langle \rho \rangle$ , a varias alturas por encima del detector de muones,  $\Delta h$ . Las alturas  $\Delta h$  para cada imagen son 70.5, 145.5, 220.5, 295.5 y 370.5 m. Se realiza una interpolación utilizando el método del vecino más cercano para tener en cuenta la resolución angular de los ejes de observación.



## 7.7. Conclusiones

En el presente trabajo, se llevó a cabo un estudio del volcán Copahue mediante la integración de la muografía con el análisis petrográfico, mineralógico y mecánico de muestras de roca tomadas del volcán.

Por un lado, el análisis en laboratorio de las muestras de roca recolectadas en el volcán Copahue permitió evaluar el impacto de la alteración hidrotermal sobre sus propiedades mecánicas y texturales. Los resultados mostraron que la porosidad conectada es el factor que ejerce la mayor influencia sobre la resistencia a la compresión uniaxial de las rocas. Esta relación es más pronunciada en el rango de porosidades bajas (de 0,05 a 0,2), donde la resistencia disminuye de manera más pronunciada. En contraste, en el rango de porosidades altas (superiores a 0,2), la disminución de la resistencia es más gradual. En general, las muestras abarcan un amplio intervalo de resistencia a la compresión uniaxial, desde  $\sim 6$  hasta  $\sim 120$  MPa, asociado con porosidades conectadas que oscilan entre 0,05 y 0,61. Asimismo, tanto la resistencia a la compresión uniaxial como el módulo de Young presentan un incremento no lineal a medida que aumenta la densidad de las rocas. A su vez, el estudio petrográfico y mineralógico permitió identificar diferencias significativas en la textura, el grado de vesiculación y el nivel de alteración hidrotermal de las once muestras analizadas. Estas características texturales y mineralógicas nos permitieron clasificar las muestras en cuatro categorías: lava, lava diktytaxítica, brecha y toba. Por último, los resultados no evidencian una correlación clara entre la resistencia a la compresión uniaxial y los porcentajes de fases sulfurosas, amorfas y minerales secundarios. Esto sugiere que la alteración hidrotermal del volcán Copahue podría no estar afectando significativamente las propiedades mecánicas de las rocas, o bien que la variabilidad litológica de las muestras analizadas enmascara posibles relaciones entre el grado de alteración y la resistencia mecánica.

Por otro lado, a partir de la instalación de un detector de muones en el flanco este del volcán Copahue, logramos obtener una radiografía de densidad de masa del mismo. Este trabajo representa un logro importante, ya que se trata de la primera radiografía de muones realizada en un volcán de un país de América. Este estudio reveló fuertes contrastes de densidad entre un edificio volcánico de andesita y densidades aparentes más bajas ubicadas debajo del lago cratérico. Además, permitió mapear la presencia de coladas de lava, ceniza y hielo en el subsuelo, correlacionándose de manera efectiva con imágenes satelitales y observaciones in situ. Estos resultados no solo confirman la utilidad de la muografía para el mapeo de estructuras internas, sino que también muestran su potencial para inferir el contenido de ceniza en edificios volcánicos.

Este trabajo resalta la capacidad de la muografía para mapear las estructuras internas de los volcanes. A su vez, la integración de esta técnica con estudios petrográficos, minera-

lógicos y mecánicos demuestra el potencial de la muografía para correlacionar los efectos de la alteración hidrotermal observados en el laboratorio con la estructura interna de los edificios volcánicos.

## Referencias

- Agusto, M. y J. Varekamp (2016). «The Copahue volcanic-hydrothermal system and applications for volcanic surveillance». *Copahue Volcano*, págs. 199-238.
- Bonechi, L., R. D'Alessandro y A. Giammanco (2020). «Atmospheric muons as an imaging tool». *Reviews in Physics* 5, pág. 100038. DOI: 10.1016/j.revip.2020.100038.
- Casas, J. A. et al. (2024). «Single-Station Multiparametric Seismic Monitoring of Copahue Volcano, Argentina–Chile (2018–2023)». *Seismological Research Letters* 95.5, págs. 2637-2650. DOI: 10.1785/0220240074.
- Elissondo, M. y C. Farías (2024). «Riesgo volcánico relativo en territorio argentino». *Servicio Geológico Minero Argentino. Instituto de Geología y Recursos Minerales*. Disponible en <https://repositorio.segemar.gov.ar/handle/308849217/4417>.
- Hansell, A. L., C. J. Horwell y C. Oppenheimer (2006). «The health hazards of volcanoes and geothermal areas». *Occupational and Environmental Medicine* 63.2, págs. 149-156. DOI: 10.1136/oem.2005.022459.
- Heap, M. J. et al. (2014). «Microstructural controls on the physical and mechanical properties of edifice-forming andesites at Volcán de Colima, Mexico». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 119.4, págs. 2925-2963. DOI: 10.1002/2013jb010521.
- Heap, M. J. et al. (2020). «Towards more realistic values of elastic moduli for volcano modelling». *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 390, pág. 106684. DOI: 10.1016/j.jvolgeores.2019.106684.
- Jaeger, J., N. G. Cook y R. Zimmerman (2009). *Fundamentals of rock mechanics*. Wiley-Blackwell.
- Jourde, K. et al. (2013). «Experimental detection of upward going cosmic particles and consequences for correction of density radiography of volcanoes». *Geophysical Research Letters* 40.24, págs. 6334-6339. DOI: 10.1002/2013gl1058357.
- Loughlin, S. C. et al. (2015). *Global volcanic hazards and risk*. Cambridge University Press.
- National Academies of Sciences, E. y Medicine (2017). *Volcanic Eruptions and Their Response, Unrest, Precursors, and Timing*. National Academies Press. ISBN: 9780309454124. DOI: 10.17226/24650.
- Nishiyama, R. et al. (2016). «Monte Carlo simulation for background study of geophysical inspection with cosmic-ray muons». *Geophysical Journal International* 206.2, págs. 1039-1050. DOI: 10.1093/gji/ggw191.
- Observatorio Argentino de Vigilancia Volcánica (OAVV) (2024a). *Comunicado Especial - Volcán Copahue 16 de Octubre de 2024*. Disponible en [https://oavv.segemar.gov.ar/show\\_pdf.php?id\\_reporte=577](https://oavv.segemar.gov.ar/show_pdf.php?id_reporte=577).
- (2024b). *Reporte Especial de Actividad Volcánica, 19 de Octubre de 2024*. Disponible en [https://oavv.segemar.gov.ar/show\\_pdf.php?id\\_reporte=578](https://oavv.segemar.gov.ar/show_pdf.php?id_reporte=578).

- Reid, M. E. et al. (2004). «Massive collapse of volcano edifices triggered by hydrothermal pressurization». *Geology* 32, págs. 373-376.
- Scarpa, R. y R. I. Tilling (2012). *Monitoring and mitigation of volcano hazards*. Springer Science & Business Media.
- Sigurdsson, H. et al. (1999). *Encyclopedia of volcanoes*. Academic press.
- Tardani, D. et al. (2021). «Structural control on shallow hydrogeochemical processes at Caviahue-Copahue Volcanic Complex (CCVC), Argentina». *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 414, pág. 107228. DOI: 10.1016/j.jvolgeores.2021.107228.

## Capítulo 8

# Conclusiones

En esta tesis doctoral, hemos explorado las potencialidades de la muografía desde dos perspectivas: la mejora metodológica para la interpretación de los datos y sus aplicaciones en el ámbito de la geofísica. Los resultados obtenidos no solo validan el uso de esta técnica en contextos diversos, sino que también amplían su alcance hacia nuevas áreas de estudio.

A partir de las simulaciones de tipo Monte Carlo de cascadas de partículas en la atmósfera, logramos una caracterización detallada del flujo de muones incidente en cada uno de los experimentos presentados en esta tesis. Esta estimación nos permitió mejorar las predicciones de los modelos de flujo de muones parametrizados, especialmente en su aplicación a grandes altitudes, y abordar la falta de consideración del campo magnético y la atmósfera local en los mismos. En efecto, encontramos que el flujo integrado de muones con energías mayores a 100 GeV aumenta con el ángulo cenital. Esta característica es destacable, ya que no es reproducida en todos los modelos parametrizados que se encuentran en la literatura. Al analizar el cociente entre el flujo integrado de muones a 2600 m.s.n.m y el flujo integrado de muones al nivel del mar, en el rango de energía entre 0.1 y 1000 GeV, encontramos que este cociente varía tanto en función de la energía como del ángulo cenital. Además, el flujo de muones en altitud es mayor que el registrado al nivel del mar a energías bajas, siendo aproximadamente un 60 % superior cerca del límite inferior de 0.1 GeV, y tendiendo a 0 % a medida que se alcanza 1000 GeV. Esta característica resulta de especial relevancia para los experimentos realizados a grandes altitudes, ya que los modelos parametrizados se encuentran validados únicamente para determinadas altitudes, o las correcciones por altitud existentes en la literatura son válidas solo hasta altitudes bajas (menores a 1000 m.s.n.m).

El experimento realizado en el Laboratorio de Rocas Subterráneo de Mont Terri, Suiza, nos permitió explorar la aplicación de la muografía en el contexto de las geociencias. En este trabajo, encontramos que las variaciones de temperatura de la atmósfera tienen un impacto significativo al realizar mediciones bajo tierra. Por lo tanto, es necesario corregir este efecto al analizar las series temporales de tasa de muones en términos de las variacio-

nes de opacidad del subsuelo. En particular, encontramos que la tasa de muones registrada se encuentra modulada por las variaciones de temperatura de la atmósfera media (entre 0 y 50 km de altitud), y observamos una correlación con la ocurrencia de un calentamiento estratosférico súbito. A partir de este resultado, desarrollamos una metodología para corregir este efecto en las series temporales de tasas de muones obtenidas, con el objetivo de estudiar las variaciones de opacidad en el subsuelo. A su vez, demostramos el potencial tanto de la metodología empleada, como de los detectores de muones utilizados, para llevar a cabo estudios en el ámbito de ciencias de la atmósfera, ampliando así su aplicabilidad más allá del subsuelo.

La metodología desarrollada nos permitió utilizar, por primera vez, una adquisición continua de datos de muografía para estimar las variaciones de almacenamiento de agua subterránea en el subsuelo. En este trabajo, identificamos dos regiones distintas (LD y HD) en las que la variación de la tasa de muones a lo largo del tiempo presenta características diferentes. En la región LD, observamos cambios que están correlacionados con las estimaciones del contenido volumétrico de agua en el suelo, las cuales fueron obtenidas a partir de mediciones satelitales. Por otro lado, la región HD no presenta variaciones significativas a lo largo del período de mediciones. Atribuimos esta diferencia principalmente a que la relación geométrica entre las trayectorias de los muones detectados y la topografía tiene un efecto significativo en la amplitud de las variaciones detectadas. Adicionalmente, las comparaciones realizadas con el caudal de un río cercano muestran correlaciones con las variaciones de agua subterránea, estimadas a partir de nuestras mediciones. Este resultado indica que la sensibilidad de la muografía puede ser mejorada mediante una configuración optimizada del detector, la cual incrementa la señal de las variaciones de opacidad en el subsuelo, permitiendo así una mayor capacidad para detectar dichas variaciones.

Por último, a partir de la instalación de un detector de muones en el volcán Copahue, obtuvimos la primera radiografía de densidad de masa en un volcán en un país de América. Esto representa un logro significativo para la aplicación de la muografía en la región. Este estudio reveló contrastes marcados de densidad entre el edificio volcánico de andesita y zonas debajo del lago cratérico. Además, permitió mapear coladas de lava, ceniza y hielo en el subsuelo, correlacionándose de manera consistente con imágenes satelitales y observaciones in situ. Adicionalmente, el análisis en laboratorio de muestras de roca del volcán, nos permitió estudiar cómo la alteración hidrotermal afecta sus propiedades mecánicas y texturales. Estos resultados destacan la utilidad de la muografía en el mapeo interno de estructuras volcánicas, consolidándola como una técnica fundamental para su estudio.

## Capítulo 9

# Perspectivas a futuro

La muografía ha emergido como un método geofísico innovador para investigar la estructura interna de cuerpos geológicos, fundamentándose en la interacción de partículas subatómicas con la materia. No obstante, considero que aún existen numerosas oportunidades para ampliar su aplicabilidad y mejorar su precisión. Con base en los avances logrados en esta tesis, propongo varias líneas de investigación con el potencial de ampliar el impacto de la muografía en geofísica. Estas propuestas no solo buscan expandir las aplicaciones del método, sino también fortalecer la solidez de los resultados obtenidos.

A partir de haber desarrollado la metodología para calcular el flujo incidente mediante simulaciones de tipo Monte Carlo utilizando el código CORSIKA, considero que sería valioso extender esta metodología para calcular el flujo que atraviesa un cuerpo geológico de manera similar. La atenuación de los muones a medida que atraviesan un cuerpo depende principalmente de su densidad. Sin embargo, la composición química del material y su fase (sólida o líquida) también pueden jugar un rol importante. Por ejemplo, la interacción de los muones con componentes líquidas, como un lago cratérico, difiere de su interacción con materiales sólidos, como el edificio volcánico circundante. Para abordar este problema, propongo utilizar el código GEANT4, una herramienta de simulación basada en el método Monte Carlo que modela las interacciones de partículas con la materia. Este enfoque permitiría estudiar la atenuación de muones de diferentes energías al atravesar distintos materiales y caracterizar cómo la composición relativa de fluido y roca influye en el flujo resultante. Aunque este análisis es común para evaluar la factibilidad de la muografía para estudiar objetos geológicos, hasta ahora no se ha estudiado la influencia de una componente líquida significativa. Esto sería de interés general para mejorar la calidad de las radiografías de muones, ya que muchos volcanes en el mundo poseen lagos crátericos. Los conocimientos aportados sobre los patrones de atenuación mejorarían la precisión de las estimaciones de densidad de masa con datos reales.

Una línea de investigación que considero clave para el desarrollo de la muografía es la estimación del ruido en los experimentos, mediante simulaciones de tipo Monte Carlo.

Esta estimación permitiría corregir el sesgo hacia valores de densidad media más bajos, que suelen presentarse en las radiografías de muones realizadas al aire libre. Para ello, propongo una metodología que emplee el flujo incidente estimado mediante el código CORSIKA y luego calcule el flujo resultante al atravesar el cuerpo de interés, teniendo en cuenta la topografía real del mismo y un modelo de densidad mediante GEANT4. Este enfoque permitiría cuantificar la contribución del ruido en cada eje de observación del detector, para luego realizar las correcciones necesarias. Con ello, sería posible contar con una estimación numérica integral del flujo de muones que alcanza al detector, incorporando tanto la producción de muones en la atmósfera local como su propagación a través de la materia del cuerpo de estudio del experimento en cuestión.

Otra línea que considero fundamental desarrollar es la creación de una metodología para agrupar ejes de observación utilizando un enfoque no supervisado. Este enfoque es necesario, ya que muchas veces es difícil prever de antemano qué patrones esperamos observar en la radiografía. Habitualmente, en la literatura, el criterio utilizado es agrupar ejes de observación a partir de características del cuerpo a estudiar, como en el caso de volcanes, fumarolas o reservorios de fluidos. Si bien este enfoque es razonable, introduce un sesgo en las series temporales que posteriormente serán analizadas. Además, contar con una metodología que permita identificar rápidamente regiones coherentes en términos de cambios en la tasa de muones sería altamente beneficioso, ya que esto evitaría que se enmascaren señales distintas en una única señal. Un enfoque que propongo para abordar este aspecto consiste en realizar un análisis de correlación de series temporales, combinado con métodos no supervisados, para agrupar las señales que llegan al detector desde diferentes regiones. La automatización de estos procesos no solo optimizaría el manejo de los datos, sino que también reduciría el tiempo necesario para interpretar los resultados, fortaleciendo la utilidad práctica de la muografía en aplicaciones tanto científicas como operativas.

Por último, una dirección que impulsaría el desarrollo de la muografía es su integración con otros métodos geofísicos, así como la mejora tecnológica y estructural de los detectores de muones. La combinación de datos de muones con técnicas como la tomografía sísmica, la prospección eléctrica y magnética, o los estudios gravimétricos, entre otros, podría facilitar la obtención de modelos tridimensionales más completos y precisos de cuerpos geológicos. Esta integración resulta particularmente valiosa en volcanes, donde los datos obtenidos a partir de un único método suelen ser insuficientes. Por otro lado, el desarrollo de detectores de muones más compactos y livianos abriría nuevas posibilidades para su implementación en sitios de difícil acceso. Estas innovaciones no solo fortalecerían el impacto de la muografía en investigaciones multidisciplinarias, sino que también contribuirían a su aplicación práctica en el monitoreo de riesgos asociados a volcanes.

Considero que el desarrollo de estas líneas de investigación tiene un gran potencial para transformar la muografía en un método más versátil y preciso. Estas mejoras no solo faci-



litarían la ampliación de sus aplicaciones a nuevos escenarios, sino que también mejorarían su precisión en aquellos que ya han sido estudiados. De este modo, la muografía podría abrir nuevas fronteras en la investigación de cuerpos geológicos, lo que, indudablemente, contribuiría al avance del conocimiento en geofísica y en disciplinas relacionadas.



## Apéndice A

# Actividades realizadas durante el doctorado

### A.1. Estancias y pasantías

- OCT. 2022 – NOV. 2022. Estadía de investigación. Institut de Physique du Globe de Paris (IPGP), Université Paris Cité. París, Francia. Duración: 1 mes. Supervisora: Dra. Marina Rosas-Carbajal.
- JUN. 2018 – NOV. 2018. Pasantía de investigación. Institut de Physique Nucléaire de Lyon (IPNL), Université Claude Bernard Lyon 1. Lyon, Francia. Duración: 6 meses. Supervisor: Dr. Jacques Marteau.

### A.2. Cursos de posgrado

- 2023. “Hydrogeophysical methods for environmental studies”. Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP. Duración: 30 horas. Docente: Dr. Damien Jougnot.
- 2023. “Introducción a la Sismología Volcánica”. Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP. Duración: 80 horas. Docente: Dra. Gabriela Badi.
- 2019. Escuela “La Plata International School on Astronomy and Geophysics 2019 Inverse methods in Geophysics”. Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP. Duración: 40 horas. Docentes: Dr. Douglas Oldenburg, Dr. Niklas Linde, Dr. Juan Carlos Afonso y Dr. Mauricio Sacchi.
- 2018. Escuela “Using Particle Physics to understand and Image the Earth”. Istituto Universitario Di Studi Superiori (IUSS), Ferrara, Italia. International School on Astroparticle Physics (ISAPP). Duración: 72 horas.

### A.3. Publicaciones científicas en revistas periódicas

- 2024. **Tramontini, M.**, Rosas-Carbajal, M., Zyserman, F. I., Longuevergne, L., Nussbaum, C., Marteau, J.. “Defining the sensitivity of cosmic ray muons to ground-water storage changes”. *Comptes Rendus, Géoscience. Académie des sciences. Institut de France*. <https://doi.org/10.5802/crgeos.277>.
- 2022. Cohu, A., **Tramontini, M.**, Chevalier, A., Ianigro, J.-C., Marteau, J.. “Atmospheric & geodesic controls of muon rates: a numerical study for muography applications”. *Instruments* 2022, 6(3), 24, MDPI Journal. <https://doi.org/10.3390/instruments6030024>.
- 2019. **Tramontini, M.**, Rosas-Carbajal, M., Nussbaum, C., Gibert, D., Marteau, J. “Middle-atmosphere dynamics observed with a portable muon detector”. *Earth and Space Science, AGU Journal*. <https://doi.org/10.1029/2019EA000655>.

### A.4. Presentaciones orales

- 2024. JORNADA. **Tramontini, M.**, Rosas-Carbajal, M., Zyserman, F., Marteau, J.. “Radiografía de muones del flanco este del volcán Copahue (Argentina-Chile)”. VIII Jornada de Alumnos de Doctorado de la FCAG-UNLP, 28 y 29 de noviembre de 2024.
- 2023. JORNADA. **Tramontini, M.**, Rosas-Carbajal, M., Zyserman, F., Marteau, J.. “Radiografía de muones en el volcán Copahue: simulaciones numéricas, instalación del detector y datos preliminares”. VII Jornada de Alumnos de Doctorado de la FCAG-UNLP.
- 2021. CONGRESO. **Tramontini, M.**, Rosas-Carbajal, M., Nussbaum, C., Zyserman, F., Marteau, J.. “Muon imaging and monitoring applied to hydrogeological studies at the Mont Terri Underground Rock Laboratory, Switzerland”. International Workshop on Cosmic-Ray Muography (Muographers 2021). Ghent, Bélgica, 24-26 de noviembre.
- 2021. CONGRESO. **Tramontini, M.**, Cohu A., Rosas-Carbajal, M., Zyserman, F., Badi G., García S., Marteau, J. “Estudio numérico del flujo de muones incidente en el volcán Copahue”. XXIX Reunión Científica de la Asociación Argentina de Geofísicos y Geodestas (AAGG 2021). Argentina, 2-10 de agosto.
- 2020. CONGRESO. **Tramontini, M.**, Rosas-Carbajal, M., Zyserman, F., Badi, G., García, S., Marteau, J. “Estudio de densidad de masa en sistemas volcánicos mediante radiografía de muones”. 1er Congreso de la Asociación Latinoamericana de Volcanología (ALVO). Antofagasta, Chile, 22-26 de marzo.

- 2020. WEBINAR. Participación junto a Avgitas, T., Chevalier, A., Cohu, A., Rosas-Carbajal, M.. “How to use cosmic rays in the study of geosciences and archaeology”. REINFORCE (REsearch INfrastructures FOR Citizens in Europe) Webinar. 11 de mayo.
- 2020. JORNADA. **Tramontini, M.**, Rosas-Carbajal, M., Zyserman, F., Badi, G., García, S., Marteau, J. “Caracterización de la densidad de masa en volcanes utilizando radiografía de muones”. Jornada Doctoral Franco-América Austral Segunda Edición. Buenos Aires, Argentina.

## A.5. Pósters

- 2024. CONGRESO. **Tramontini, M.**, Rosas-Carbajal, M., Zyserman, F., Besson, P., Marteau, J., Heap, M. “Investigating hydrothermal alteration in Copahue volcano (Argentina/Chile) using muography and laboratory measurements on rock samples”. EGU24 General Assembly. Austria.
- 2024. CONGRESO. **Tramontini, M.**, Rosas-Carbajal, M., Nussbaum, C., Zyserman, F., Badi, G., García, S., Marteau, J. “Radiografía de muones en el volcán Copahue: Simulaciones numéricas del flujo de muones a grandes altitudes, instalación del detector y datos preliminares”. XXX Reunión Científica de la Asociación Argentina de Geofísicos y Geodestas (AAGG 2024). Argentina.
- 2022. CONGRESO. **Tramontini, M.**, Rosas-Carbajal, M., Nussbaum, C., Zyserman, F., Marteau, J. “Muography applied to hydrogeological studies at the Mont Terri URL”. Mont Terri Project - Virtual Technical Meeting 39. Suiza.
- 2020. CONGRESO. **Tramontini, M.**, Rosas-Carbajal, M., Nussbaum, C., Gibert, D., Marteau, J. “Study of seasonal and short-term temperature variations in the middle atmosphere using cosmic muons”. EGU General Assembly 2020. Vienna, Austria, 4-8 de mayo. Congreso virtual.
- 2019. CONGRESO. **Tramontini, M.**, Rosas-Carbajal, M., Nussbaum, C., Gibert, D., Marteau, J. “Middle-atmosphere Dynamics Studied with a Portable Muon Detector at the Mont Terri Underground Rock Laboratory, Switzerland”. AGU Fall Meeting. San Francisco, Estados Unidos, 9-13 de diciembre.



## Apéndice B

# Publicaciones científicas en su idioma y formato original

## B.1. Primera publicación



## Earth and Space Science

RESEARCH ARTICLE  
10.1029/2019EA000655

## Middle-Atmosphere Dynamics Observed With a Portable Muon Detector

M. Tramontini<sup>1,2</sup> , M. Rosas-Carbajal<sup>3</sup> , C. Nussbaum<sup>4</sup>, D. Gibert<sup>5</sup>, and J. Marteau<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Institut de Physique Nucléaire de Lyon, UMR 5822, CNRS-IN2P3, Université de Lyon, Université Claude Bernard Lyon 1, Lyon, France, <sup>2</sup>CONICET - Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata, La Plata, Argentina, <sup>3</sup>Université de Paris, Institut de Physique du Globe de Paris, CNRS, UMR 7154, F-75005, Paris, France, <sup>4</sup>Swiss Geological Survey at swisstopo, Seftigenstrasse 264, CH-3084, Wabern, Switzerland, <sup>5</sup>Université de Rennes, CNRS, Géosciences Rennes, UMR 6118, F-35000, Rennes, France

## Key Points:

- We report muon rate variations associated to temperature changes in the middle atmosphere observed with a portable muon detector
- The effect is significant both for seasonal and short-term temperature variations, even under low-opacity conditions at midlatitudes
- We highlight potential applications on atmosphere dynamics and the need to account for these phenomena in geophysical applications

## Correspondence to:

M. Rosas-Carbajal,  
rosas@ipgp.fr

## Citation:

Tramontini, M., Rosas-Carbajal, M., Nussbaum, C., Gibert, D., & Marteau, J. (2019). Middle-atmosphere dynamics observed with a portable muon detector. *Earth and Space Science*, 6, 1865–1876. <https://doi.org/10.1029/2019EA000655>

Received 1 APR 2019

Accepted 26 AUG 2019

Accepted article online 29 AUG 2019

Published online 15 OCT 2019

©2019. The Authors.

This is an open access article under the terms of the Creative Commons Attribution License, which permits use, distribution and reproduction in any medium, provided the original work is properly cited.

**Abstract** In the past years, large particle physics experiments have shown that muon rate variations detected in underground laboratories are sensitive to regional, middle-atmosphere temperature variations. Potential applications include tracking short-term atmosphere dynamics, such as Sudden Stratospheric Warmings. We report here that such sensitivity is not only limited to large surface detectors under high-opacity conditions. We use a portable muon detector conceived for muon tomography for geophysical applications, and we study muon rate variations observed over 1 year of measurements at the Mont Terri Underground Rock Laboratory, Switzerland (opacity of ~700 meter water equivalent). We observe a direct correlation between middle-atmosphere seasonal temperature variations and muon rate. Muon rate variations are also sensitive to the abnormal atmosphere heating in January–February 2017, associated to a Sudden Stratospheric Warming. Estimates of the effective temperature coefficient for our particular case agree with theoretical models and with those calculated from large neutrino experiments under comparable conditions. Thus, portable muon detectors may be useful to (1) study seasonal and short-term middle-atmosphere dynamics, especially in locations where data are lacking such as midlatitudes, and (2) improve the calibration of the effective temperature coefficient for different opacity conditions. Furthermore, we highlight the importance of assessing the impact of temperature on muon rate variations when considering geophysical applications. Depending on latitude and opacity conditions, this effect may be large enough to hide subsurface density variations due to changes in groundwater content and should therefore be removed from the time series.

**Plain Language Summary** Temperature variations in high altitudes of the atmosphere remain to be fully understood. During winter, sudden heating of this region can perturb its normal dynamics and result in extremely low temperatures at the surface of the Earth. We found that tracking the amount of muons at the Earth's surface may be a key tool to study these variations. Muons are elementary particles produced by the interaction of cosmic rays with the atmosphere. The flux of muons arriving at the Earth's surface is about 1 muon per minute per square centimeter. In fact, this flux depends on the atmospheric temperature distribution. Up until now only large muon detectors, developed for experiments under the most advantageous conditions, had measured changes in the flux of muons due to sudden heating of the high atmosphere. Here we show that these phenomena can also be observed by smaller, portable detectors built for geoscience applications. The technology to study sudden temperature variations in the atmosphere is expensive and only able to sample punctual points in the sky. Through an improved data coverage, the muon technique may bridge the gap towards a better understanding of the thermal state of the atmosphere and its dynamics.

## 1. Introduction

First observed in 1952 using radiosonde measurements (Scherhag, 1952), Sudden Stratospheric Warmings (SSWs) are extreme wintertime circulation anomalies that produce a rapid rise in temperature in the middle to upper polar stratosphere (30–50 km). SSW effects on middle-atmosphere dynamics have lifetimes of approximately 80 days (Limpasuvan et al., 2004). They are the clearest and strongest manifestation of dynamic coupling throughout the whole atmosphere-ocean system (Goncharenko et al., 2010; Liu & Roble, 2002; O'Callaghan et al., 2014). Following a major SSW, the high-altitude winds reverse to flow westward instead of their usual eastward direction. This reversal often results in dramatic surface temperature



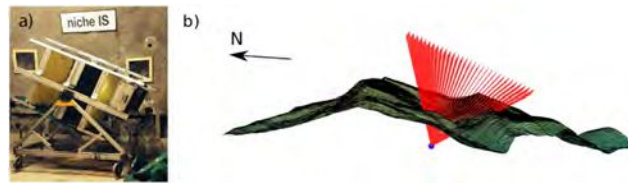
reductions in midlatitudes, particularly in Europe, which suggests the possibility of monitoring the stratosphere for predicting extreme tropospheric weather (Thompson et al., 2002). The frequency of SSWs may increase due to global warming (Kang & Tziperman, 2017; Schimanke et al., 2013). While many studies have focused on the characterization of SSWs through observation and modeling dynamics at high-latitude regions, observation studies at midlatitudes are rare and could be crucial to better understand the phenomena (Sox et al., 2016; Yuan et al., 2012).

Cosmic muons represent the largest proportion of charged particles reaching the surface of the Earth, yielding a flux of  $\sim 70 \text{ m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$  for particles above 1 GeV (Tanabashi et al., 2018). They are a product of the primary cosmic rays interaction with the atmosphere, which produces short-lived mesons, in particular, charged pions and kaons. These particles decay into muons that easily penetrate the atmosphere and may reach the surface of the Earth. The flux of muons decreases as muons travel through an increasing amount of matter. Thus, only the most energetic muons can reach underground detectors (Gaisser et al., 2016). The muon production process requires that the parent mesons did not undergo destructive interactions with the propagating medium before they decay (Grashorn et al., 2010). Thus, changes in the atmospheric properties, in particular in its density, may have large impacts on the muon flux measured at ground level, either by affecting the parent mesons survival probabilities before decay or by affecting the rate of absorption of the muons themselves along their path down from their production level.

An increase in the atmospheric temperature lowers the atmospheric density. Temperature changes in the atmosphere may therefore affect the production of muons (Gaisser et al., 2016). The decrease in atmospheric density increases the mean free path of the mesons and therefore their decay probability, thus increasing the muon flux. The effect is more important for high-energy muons, which result from high-energy mesons with larger lifetime due to time dilation and therefore with longer paths in the atmosphere. This increases their interaction probability before decay (Grashorn et al., 2010); thus, one expects high-energy muons to be more sensitive to temperature changes. The opacity is the integrated density along a travel path. It is used to quantify the amount of matter encountered by the muons and is generally expressed in meter water equivalent (mwe). Detectors in high-opacity conditions are then more likely to register the effects of temperature variations in the atmosphere simply because they only register high-energy muons. Notice that the low-energy muons may also be affected by temperature changes because their own interaction probability with the atmosphere along their path down to the Earth depends on the atmospheric density. Indeed, this effect has been observed in low-opacity conditions (e.g., Jourde et al., 2016) but is not relevant for detectors deeper than 50 mwe (Ambrosio et al., 1997). The variations in the cosmic muon flux caused by atmospheric temperature changes can be treated in terms of an effective temperature (Ambrosio et al., 1997; Barrett et al., 1952). This effective temperature is a weighted average of the atmosphere's temperature profile, with weights related to the altitudes where muons are produced (Grashorn et al., 2010).

Modulation of the cosmic muon flux produced by seasonal variations in the atmospheric temperature has been reported for large detectors (AMANDA: Bouchta, 1999; Borexino: Agostini et al., 2019; Daya Bay: An et al., 2018; Double Chooz: Abrahão et al., 2017; GERDA: Agostini et al., 2016; IceCube: Desiati et al., 2011; LVD: Vigorito et al., 2017; MACRO: Ambrosio et al., 1997; MINOS: Adamson et al., 2010, 2014), OPERA: Agafonova et al. (2018). Osprey et al. (2009) and Agostini et al. (2019) also report that measured muon rates are sensitive to short-term variations (day scale) in the thermal state of the atmosphere, such as the occurrence of SSWs. Agafonova et al. (2018) observed short-term, nonseasonal variations in latitudes as low as  $42^\circ\text{N}$ , in Italy.

The previously mentioned studies highlight the potential of muon measurements to characterize and monitor middle-atmosphere dynamics. However, all these studies were conducted by large-scale, general purpose particle detectors, specifically built for neutrino and high-energy particle experiments. Most of them were placed hundreds of meters underground, which improves data sensitivity to atmospheric effects by filtering out low-energy muons. The detection surface of these systems are huge compared to portable ones, which are used for geoscience applications such as characterizing the density structure of volcanoes (e.g., Rosas-Carbajal et al., 2017). Recently, muon rate variations following the passage of a thundercloud were reported by Hariharan et al. (2019) using a relatively large detector ( $6 \times 6 \times 2 \text{ m}^3$ ). To the best of our knowledge, no experiment has reported the sensitivity of portable muon detectors to middle-atmosphere dynamics, especially under relatively low opacity conditions.



**Figure 1.** (a) The muon telescope deployed in the Mont Terri Underground Rock Laboratory. (b) Telescope's position (blue) and axes of observation (red), along with the topography.

In this paper, we study seasonal and short-term variations in the muon rate observed with a portable muon detector installed at the Mont Terri Underground Rock Laboratory (Switzerland, 47.4°N). We first present our detector and the general conditions under which the measurements were taken. We then analyze the variations observed and compare them to atmospheric temperature and middle-atmosphere dynamics data. Finally, we discuss the implications of our observations both for the atmospheric science and geophysics communities, the latter aiming to characterize density variations in the subsurface with muon data.

## 2. The Muon Detector

Our portable muon detector was conceived for geoscience applications by the DIAPHANE project (e.g., Marteau et al., 2012, 2017). It is equipped with three plastic scintillator matrices of 80 cm width composed by  $N_x=N_y=16$  scintillators bars, in the horizontal and vertical directions, whose interceptions define  $16 \times 16$  pixels of  $5 \times 5$  cm<sup>2</sup>. When a muon passes through the three matrices (i.e., an “event” is registered), three hits are recorded in time coincidence, with a resolution better than 1 ns (Marteau et al., 2014), enabling us to reconstruct its trajectory from the sets of pixels fired in each matrix. We apply a selection based on the goodness of the reconstructed trajectory in order to filter out random coincidences, that is, three coincident fired pixels that do not align. If the reconstructed trajectories using two consecutive matrices differ by more than one pixel, in either the horizontal or the vertical direction, the event is discarded. More details on the hit selection and the technique applied to determine the propagation directions of muons through the detector matrices can be found in Jourde (2015) and in Marteau et al. (2014). The distance between the front and rear matrices is set to 100 cm for this study (Figure 1a). Because of the large volume of rock studied compared to the detector size, we admit a point-like approximation of the detector (Lesparre et al., 2010). With this approximation, given that two points are sufficient to uniquely determine a direction, events whose pair of pixels in the front and the rear matrices share the same relative direction are considered to correspond to the same trajectory. This yields a total of  $(2N_x-1) \times (2N_y-1) = 961$  axes of observation studied (represented in Figure 1b).

The passage of muons is detected with wavelength shifting optical fibers that transport the photons generated by the scintillators to the photomultiplier, where they are detected based on a time coincidence logic. The optoelectronic chain has been developed from high-energy particle experiments on the concept of the autonomous, Ethernet-capable, low-power, smart sensors (Marteau et al., 2014). In order to support strenuous field conditions, besides being sensitive, the detector is also robust, modular, and transportable (Lesparre et al., 2012). In this experiment, the muon detector was deployed in the Mont Terri URL and acquired data for 382 days between October 2016 and February 2018. The minimum and the maximum amount of rock traversed by muons registered by the detector are of approximately 200 and 500 m, respectively. Prior to the underground measurements, a calibration experiment was performed by measuring the open-sky muon flux at the zenith, from which we register a total acceptance of  $1,385$  cm<sup>2</sup>·sr for our data set (Lesparre et al., 2010).

## 3. Methodology

Our data set consists of a list of muon detections called “events”. Each event is characterized by the arrival time and the direction of the particle (possible directions shown in Figure 1b). From these data, we compute the average cosmic muon rate,  $R$ , using a 30-day width Hamming moving average window (Hamming, 1998).

In order to increase the signal to noise ratio and, therefore, to improve the statistics in our analysis, we merge the signals from all the directions together (e.g., Jourde et al., 2016). Such a merging is done exclusively to compute  $R$ .

Seasonal variations in  $R$ , caused by the temperature changes in the atmosphere, can be treated in terms of an effective temperature (Barrett et al., 1952),  $T_{\text{eff}}$ :

$$\frac{\Delta R}{\langle R \rangle} = \alpha_T \frac{\Delta T_{\text{eff}}}{\langle T_{\text{eff}} \rangle}, \quad (1)$$

where  $\alpha_T$  is the effective temperature coefficient,  $\langle R \rangle$  is the mean muon rate, and  $\langle T_{\text{eff}} \rangle$  is the mean effective temperature.  $T_{\text{eff}}$  is defined as the temperature of an isothermal atmosphere that produces the same meson intensities as the actual atmosphere. Thus, it is related to the atmosphere's temperature profile, and it is associated to the altitudes where observed muons are produced. We use the parametrization given by Grashorn et al. (2010):

$$T_{\text{eff}} = \frac{\int_0^{\infty} W(X) T(X) dX}{\int_0^{\infty} W(X) dX}, \quad (2)$$

where the temperature,  $T(X)$ , is measured as a function of atmospheric depth,  $X$ . The weights,  $W(X)$ , contain the contribution of each atmospheric depth to the overall muon production. These weights depend on the threshold energy  $E_{\text{th}}$ , that is, the minimum energy required for a muon to survive a particular opacity in order to reach the underground detector. Since  $T(X)$  is measured at discrete levels of  $X$ , we perform a numerical integration based on a quadratic interpolation between temperature measurements to obtain  $T_{\text{eff}}$ .

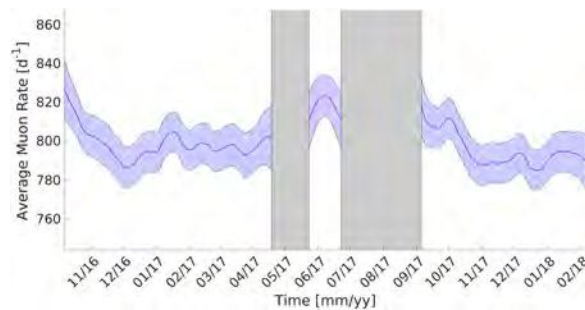
The effective temperature will be different for different zenith angles. To compare  $T_{\text{eff}}$  variations to our measured muon rates, we need to account for this dependence. Following Adamson et al. (2014), we bin the zenith angle distribution and calculate a weighted effective temperature,  $T_{\text{eff}}^{\text{weight}}$ , as follows:

$$T_{\text{eff}}^{\text{weight}} = \sum_{i=1}^M F_i T_{\text{eff}}(\theta_i), \quad (3)$$

where  $M$  is the number of zenith angle bins,  $T_{\text{eff}}(\theta_i)$  is the effective temperature in bin  $i$ , and  $F_i$  is the fraction of muons observed in that bin. The formula for  $T_{\text{eff}}(\theta_i)$  is similar to equation (2), but the atmospheric depth is replaced by  $X/\cos\theta$  and  $E_{\text{th}}$  is calculated for each zenith angle as well. From now on, we will refer to  $T_{\text{eff}}^{\text{weight}}$  as  $T_{\text{eff}}$ . These values are calculated four times a day and then day averaged, and the resulting standard deviation is used as an uncertainty estimate of the effective temperature daily mean value. Thus, a representative value of effective temperature is calculated for each day, which fully accounts for the particular setup of our experiment.

The goodness of fit of the linear relationship in equation (1) can be quantified by the Pearson correlation coefficient  $r$ . This parameter is equal to  $\pm 1$  for a full positive/negative linear correlation, respectively, and 0 for no correlation. We perform a linear regression between the relative muon rate and effective temperature variations using Monte Carlo simulations. In this way, we can account for error bars in both variables and compute the uncertainty of the fitted parameters. Following Adamson et al. (2010), the intercept is fixed at zero and the slope of the linear fit is the effective temperature coefficient,  $\alpha_T$ . To evaluate the effects of systematic uncertainties, we modify  $\langle T_{\text{eff}} \rangle$  and the parameters involved in the computation of  $T_{\text{eff}}$  (i.e., the 12 input parameters in  $W(X)$ ; c.f. Adamson et al., 2010) and recalculate the effective temperature coefficient,  $\alpha_T$ . These systematic errors are added in quadrature to the statistical error obtained from the linear fit in order to obtain the experimental value of  $\alpha_T$ .

We also use Monte Carlo simulations to determine the theoretical expected value of the effective temperature coefficient,  $\alpha_T^{\text{theory}}$ , in order to compare it with the experimental one. Muon energy,  $E_{\mu}$ , and zenithal angle,  $\theta$ , are randomly sampled from the differential muon spectrum given by Gaisser et al. (2016) and corrected for altitude according to Hebbeker and Timmermans (2002). Then, the muon is randomly assigned an azimuthal angle,  $\phi$ , according to a uniform probability distribution. The overburden opacity in the Mont Terri URL is determined for each combination of  $(\phi, \theta)$  from our muon data set, together with the corresponding  $E_{\text{th}}$  (Tanabashi et al., 2018). We continue the Monte Carlo sampling until we obtain 10,000 successful events that satisfy  $E_{\mu} > E_{\text{th}}$ , for which we compute the  $\alpha_T^{\text{theory}}$  distribution using the expression derived by Grashorn et al. (2010). Next, we determine the value of  $\alpha_T^{\text{theory}}$  and its uncertainty as the mean and standard deviation of the distribution, respectively. The systematic uncertainty is the one reported by Adamson et al. (2014).

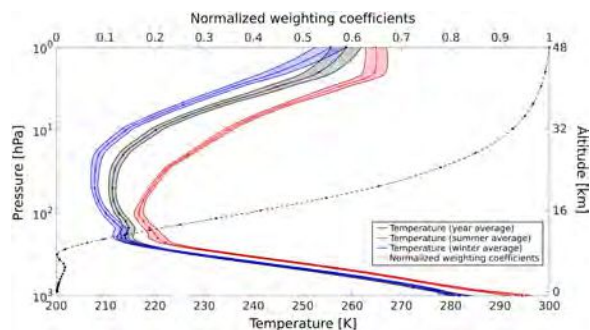


**Figure 2.** Average cosmic muon rate as a function of time, computed using a 30-day width Hamming moving average window. The colored surface delimits the 95% confidence interval. Gray bars indicate periods where the acquisition was interrupted for work in the Mont Terri Underground Rock Laboratory.

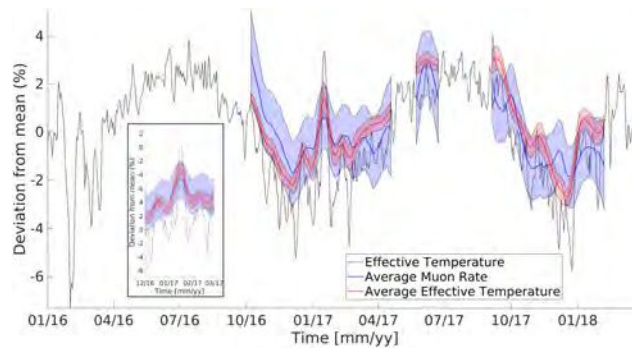
We look for the occurrence of SSWs during the acquisition period using the definition of a major SSW given by Charlton and Polvani (2007). A major midwinter warming is considered to occur when the zonal mean zonal wind at 60°N and 10 hPa become easterly during winter. The first day on which this condition is met is defined as the central date of the warming. The zonal mean zonal wind is the average east-west (zonal) wind speed along a latitude circle. To ensure that only major midwinter warmings are identified, cases where the zonal mean zonal wind does not reverse back to westerly for at least 2 weeks prior to their seasonal reversal to easterly in spring are assumed to be final warmings and as such are discarded. SSWs typically manifest as a displacement or a splitting of the polar vortex (Charlton & Polvani, 2007), a cyclone residing on both of the Earth's poles that goes from the midtroposphere into the stratosphere.

#### 4. Results

Based on 382 days of data, the average daily rate of cosmic muons in the Mont Terri URL is of  $(800 \pm 10) \text{ day}^{-1}$ , calculated by counting all the muons detected each day no matter their direction or the altitude at which they were produced. We also compute an average muon rate for each axis of observation, which we use to estimate



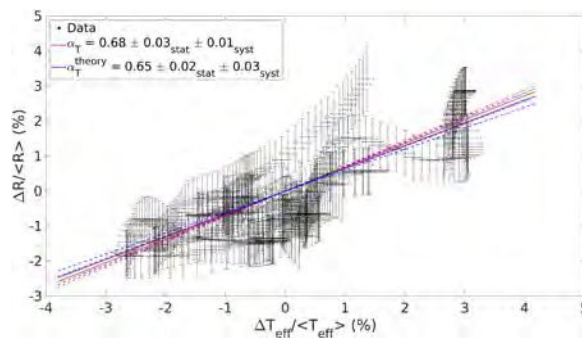
**Figure 3.** Atmospheric temperature profiles (solid lines) above the Mont Terri site and weighting coefficients (dashed line) used to calculate  $T_{\text{eff}}$  as a function of pressure level and altitude. The dots represent the 37 pressure levels for which the temperature data sets are provided by the European Centre for Medium-range Weather Forecast. The right vertical axis represents approximate altitudes corresponding to the pressure levels on the left vertical axis. The summer average temperature (solid red line) and the winter average temperature (solid blue line) are computed considering a period of 1.5 months in each season during 2017. The colored surfaces represent the  $\pm 1$  standard deviation in each curve. The effective temperatures of each profile are as follows:  $T_{\text{eff}}^{\text{year}} = (217 \pm 1) \text{ K}$ ,  $T_{\text{eff}}^{\text{summer}} = (225 \pm 1) \text{ K}$ , and  $T_{\text{eff}}^{\text{winter}} = (214 \pm 1) \text{ K}$ .



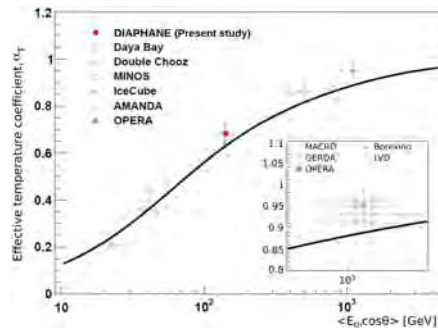
**Figure 4.** Daily percent deviations from the mean of the average cosmic muon rate, the daily effective temperature, and the average effective temperature computed using a 30-day width Hamming moving average window. The colored surfaces delimit the 95% confidence interval associated to each curve. The inset displays a zoom around the period of time in which a major sudden stratospheric warming is detected.

the corresponding opacity values. Minimum and maximum opacities are of approximately 500 and 1,500 mwe, respectively, while the average opacity considering all possible directions is of  $(700 \pm 160)$  mwe. The cosmic muon rate presents significant variations in time (Figure 2). Maximum rate values occur close to the summer periods, while minimum rate values occur during winter times.

We use the ERA5 data set offered by the European Centre for Medium-range Weather Forecast, which is a climate reanalysis data set produced using 4D-Var data assimilation (Copernicus Climate Change Service (C3S), 2017). Temperature data consist of interpolated ( $0.25^\circ$  by  $0.25^\circ$ ) globally gridded data on 37 atmospheric pressure levels from 0 to 1,000 hPa, listed four times a day (00:00, 06:00, 12:00, and 18:00 hr). From this data set, we interpolate the temperature profiles at Mont Terri URL location. In Figure 3 we present the typical atmospheric temperature profiles at Mont Terri for summer, winter, and a year average over the analysis period. We also display in the same plot the corresponding normalized weighting coefficients  $W$  as a function of pressure levels, used to compute  $T_{\text{eff}}$ . The largest temperature changes occur above  $\sim 16$  km, where the weighting coefficients are more significant. The effective temperatures corresponding to the



**Figure 5.** Average cosmic muon rate relative variation versus average effective temperature relative variation, fitted with a line with the y intercept fixed at 0. The resulting slope is  $\alpha_T = 0.68 \pm 0.03_{\text{stat}} \pm 0.01_{\text{syst}}$  and is represented with a red line. The blue line represents the theoretical expected value of  $\alpha_T^{\text{theory}} = 0.65 \pm 0.02_{\text{stat}} \pm 0.03_{\text{syst}}$ . The dotted lines represent the uncertainty of each one of the values.

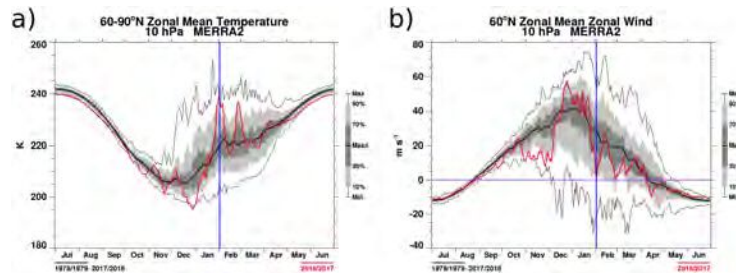


**Figure 6.** Experimental values of the effective temperature coefficient as a function of  $\langle E_{th} \cos \theta \rangle$ . The red dot represents the present study. The continuous black line represents a theoretical model. The inset plot shows the experiments performed at the underground Gran Sasso Laboratory. Figure adapted from Agafonova et al. (2018)

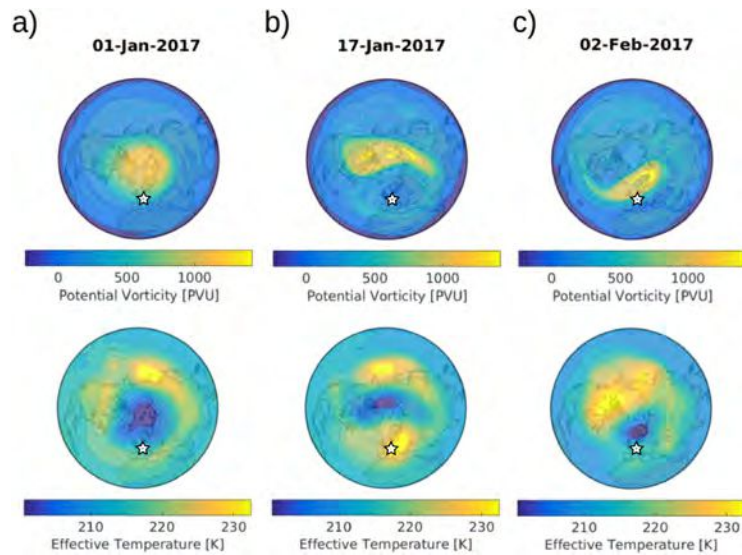
average curves and  $\theta = 0^\circ$  are given by  $T_{eff}^{year} = (217 \pm 1)$  K,  $T_{eff}^{summer} = (225 \pm 1)$  K, and  $T_{eff}^{winter} = (214 \pm 1)$  K. There is thus a difference of  $\sim 10$  K between typical summer and winter conditions.

We compare the variations in the muon rate to the variations in the effective temperature in Figure 4 in terms of relative variations (see equation (1)). For consistency, we also apply a Hamming moving average window of 30 days to the  $T_{eff}$  time series. The two average curves evolve similarly in time. Indeed, the Pearson correlation coefficient between the deviation from mean of the average muon rate and that of average effective temperature yields a value of 0.81. We compute a linear fit between the two data sets (see section 3), which yields an effective temperature coefficient of  $\alpha_T = 0.68 \pm 0.03_{stat} \pm 0.01_{syst}$ , with  $\chi^2/NDF = 414/381$  being the reduced  $\chi^2$  of the fit (Figure 5). The largest contribution to the systematic error in  $\alpha_T$  comes from the  $\pm 0.06$  uncertainty in the meson production ratio (Barr et al., 2006), the  $\pm 0.31$  K uncertainty in the mean effective temperature (Adamson et al., 2010), and the  $\pm 0.026$  TeV uncertainty in  $E_{th}$ , which results from the distribution of opacities along the axes of observation. To discard possible systematic biases, we also performed a linear fit allowing for a nonzero  $y$  intercept. The fit resulted in an estimated value of zero within one standard deviation uncertainty for this intercept and a slightly lower value of  $\alpha_T = 0.67 \pm 0.03_{stat} \pm 0.01_{syst}$  for the effective temperature coefficient.

The theoretical expected value was found to be  $\alpha_T^{theory} = 0.65 \pm 0.02_{stat} \pm 0.03_{syst}$ . Thus, the experimentally estimated value is consistent with the theoretical one within one standard deviation. In Figure 6 we present our



**Figure 7.** The Goddard Earth Observing System Data Assimilation System MERRA-2 data used to define sudden stratospheric warming events. (a) Zonal mean temperatures averaged over 60–90°N. (b) Zonal mean zonal wind at 60°N. The red curve denotes values for the 2016–2017 period, and the thick black curve corresponds to climatological values averaged from 1978 to 2018. The vertical blue lines reference a major sudden stratospheric warming for that winter. MERRA-2 = Modern-Era Retrospective analysis for Research and Applications, Version 2.



**Figure 8.** Potential vorticity at the 850 K potential temperature surface (top row) and effective temperature (bottom row) for (a) January 1, (b) January 17 and (c) February 2, 2017, derived from the European Centre for Medium-range Weather Forecast data set. The maps are centered on the North Pole, and the location of the Mont Terri Underground Laboratory (47.38°N, 7.17°E), close to the town of Saint-Ursanne, Switzerland, is represented with a star. 1 PVU =  $10^{-6} \text{ K} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ .

estimated value of  $\alpha_T$  along with a theoretical model accounting for pions and kaons (Agafonova et al., 2018) and estimates from other experiments. Our estimate is consistent with the one obtained by An et al. (2018) in similar opacity conditions and with the theoretical model.

Taking a closer look at Figure 4, we can see that an anomalous increase in the effective temperature occurs between January and February 2017. The same anomalous behavior can be observed in the muon rate (see inset in Figure 4). We used the Charlton and Polvani (2007) definition and the Modern-Era Retrospective analysis for Research and Applications, Version 2, produced by the Goddard Earth Observing System Data Assimilation System (Gelaro et al., 2017) to determine if a major SSW occurred during this time period. We found that a major SSW took place during winter 2016–2017, with 1 February as the central date of the warming. In a few days, it increased the zonal mean temperature in the polar region by more than 20 K (Figure 7a).

Finally, we analyzed changes produced by the SSW using Ertel's potential vorticity (Matthewman et al., 2009). This parameter quantifies the location, size, and shape of the winter polar vortex. Figure 8 shows the spatial distribution of Ertel's potential vorticity at the 850 K potential temperature surface ( $\sim 10$  hPa,  $\sim 32$  km) for three different days, which are representative of the changes provoked. The figure also shows the effective temperature spatial distribution during these 3 days. On 1 January (Figure 8a) the vorticity and temperature exhibit "typical" winter conditions: the polar vortex is centered on the Pole, together with the minimum effective temperature. On 17 January, a reshaping on the polar vortex can be already observed. It is at this moment also that the largest effective temperature anomaly occurs in the Mont Terri region (Figure 8b). On 2 February, that is, 1 day after the event can be properly classified as a major SSW due to the reversal of the zonal mean zonal wind (see Figure 7b), the polar vortex shape is still anomalous with the "comma-shaped" maximum of potential vorticity now closer to the Mont Terri URL (Figure 8c). At the same time, the effective temperature in the Mont Terri region has decreased to values similar to those in 1 January.

## 5. Discussion

After a year of continuous muon measurements with a portable muon detector under relatively low-opacity conditions, we found that changes in the thermal state of the atmosphere represent the largest cause of muon rate variations. The correlation between these variables was first suggested by a simple comparison of the relative variation time series. Then, it was confirmed by the large correlation coefficient (0.81) and by the fitted effective temperature coefficient, which is in agreement with the theoretical value predicted for our particular opacity and zenith angle conditions. Furthermore, our experiment was by chance performed under similar opacity conditions to the Daya Bay detector, an established underground muon detector especially built for neutrino experiments (An et al., 2018). Its corresponding estimate of the effective temperature coefficient is also in agreement with ours (Figure 6).

Our muon detector is sensitive to both seasonal and short-term temperature variations. The regional thermal anomaly reaching its maximum around 17 January 2017 (Figure 4) is coincident with the polar vortex changing its shape from a normal pole-centered circle to a displaced “comma-shaped” one (Figure 8). This is a typical feature of a SSW (O'Neill, 2003). Furthermore, the criteria by Charlton and Polvani (2007) for declaring a major SSW are accomplished 15 days later. The time difference can be potentially explained by the zonally averaged wind criteria used to define major SSWs, against the local character of the temperature variations affecting the production of high-energy muons.

Under much higher opacity conditions (3,800 mwe, i.e., more than 5 times the Mont Terri URL opacity), the large muon detector of the Borexino experiment, Gran Sasso, Italy, also reported muon rate variations related to this SSW in 2017 (Agostini et al., 2019). Given the large opacity, most of the muons completely lose their energy before reaching the detector. Thus, only high-energy muons resulting from the decay of high-energy parent mesons are detected. As explained by Grashorn et al. (2010), high-energy mesons are most sensitive to middle-atmosphere temperature variations due to their relatively long lifetime and thus a higher probability of interacting with the atmosphere before decaying. This results in a higher sensitivity to temperature variations, which translates into a larger effective temperature coefficient (see Figure 6). Despite being in less advantageous conditions in terms of detector acceptance and tunnel depth, our portable muon detector was also able to detect these short-term effects (15 days) directly linked to middle-atmosphere dynamics (Figure 4).

Compared to lidar measurements, which can obtain temperature profiles over tens of kilometers in altitude but have very narrow global coverage (only as wide as the laser beam), muon detectors naturally provide integrated measurements in altitude and a larger horizontal coverage. Our results therefore imply that small and affordable muon detectors could be used to study middle-atmosphere temperature variations without resorting to, for example, expensive lidar systems. Besides being transportable, the advantage is that no high-opacity conditions are needed. A minimum opacity of 50 mwe would be required to filter out the temperature-dependent lowest-energy muons (Grashorn et al., 2010). Besides being temperature dependent, low-energy muons can also be influenced by other phenomena such as atmospheric pressure variations (Jourde et al., 2016), which is why we consider optimal to remove them. However, open-sky conditions may also reveal new insights into atmospheric phenomena (e.g., Hariharan et al., 2019) and more experimental studies are needed to better understand the limits of the methodology. Thus, detectors could be installed in any buried facility with access to electrical power and real-time data transmission, for example, with a Wi-Fi network, such as road tunnels. In Europe, many underground research facilities exist in this condition (e.g., Mont Terri UL in Switzerland, 47.4°N; the LSBB UL in France, 43.9°N; and Canfranc UL in Spain, 42.7°N). These experiments could be crucial to fill the current data gap related to middle-atmospheric dynamics, in particular the study of temperature anomalies associated to SSW in midlatitudes (Sox et al., 2016). Furthermore, the technique may be used to study similar phenomena in the Southern Hemisphere.

The effective atmospheric temperature to which the muon rate is sensitive is a weighted average of a temperature profile from 0 to 50 km, with increasingly significant weights at higher altitudes (Grashorn et al., 2010). Indeed, 70% of the total weights are given between 50 and 26 km, 90% between 50 and 18 km, and 95% between 50 and 15 km (see Figure 3). Thus, muon rate variations are mostly sensitive to temperature variations in the high stratosphere. Muon measurements can therefore complement lidar mesospheric studies (e.g., Sox et al., 2016; Yuan et al., 2012). In terms of the spatial support, in the configuration used



for this experiment (see section 2) the total angular aperture of the detector is of approximately  $\pm 40^\circ$ , but more than 95% of the muons are registered within an aperture of  $\pm 30^\circ$ . At 50 km, this represents a surface of  $50 \times 50 \text{ km}^2$ . Therefore, muon measurements may be used to sample more regional atmospheric behavior.

Besides the potential applications to atmospheric studies, portable muon detectors may be used to precisely calibrate the effective temperature curve (Figure 6). The experimental setups used to estimate these values, so far, are concentrated in either high- or low-opacity conditions, whereas with our approach we could sample the curve rather uniformly, even in the same tunnel by varying the orientation of our detector and thus the opacity and zenith angle conditions.

Our findings have direct implications for applications aiming to characterize density variations in the subsurface (e.g., Jourde et al., 2016). Indeed, synchronous tracking of the open-sky muon rate while performing a continuous imaging of a geological body (e.g., density monitoring) may not be sufficient to characterize the influence of high-atmosphere temperature variations, since the relative effect on the total amount of muons registered increases with opacity. In turn, the mentioned possibility to improve the calibration of the muon rate dependence with middle-atmosphere dynamics is crucial to safely remove this effect. The effect will be increasingly important at higher latitudes due to the increase of seasonal temperature variations and for increasing rock opacities. At Mont Terri ( $47.38^\circ\text{N}$ ), relative effective temperature variations can be as high as 4% which, given the effective temperature coefficient estimated, imply changes in muon rate as high as 3% (c.f. Figure 4). However, muon rate changes would be at maximum 1% if the opacity would be reduced by 1 order of magnitude to 70 mwe, or equivalently 26 m of standard rock, for vertical observations.

Finally, relative temperature and muon rate variations are not always coincident in Figure 4, despite using the same time-averaging window. Equivalently, deviations from the linear relationship up to 2% and mostly around 1% can be observed in Figure 5. The deviations from a perfect correspondence are presumably due to physical phenomena influencing the muon rate other than the effective atmospheric temperature. Variations arising from changes in the primary cosmic rays or changes in the geomagnetic field induced by solar wind typically have temporal scales that are much smaller (e.g., seconds to hours) or much larger (e.g., a solar cycle of  $\sim 11$  years). Changes reported recently as induced by lower-altitude atmospheric phenomena such as thunderclouds only lasted 10 min (Hariharan et al., 2019), and the low-energy muons affected by atmospheric pressure variations (Jourde et al., 2016) get filtered in the first meters of rock in our experiment. A much more likely explanation may be given by changes in the groundwater content of the rock overlying the Mont Terri URL and will be the subject of forthcoming publications.

## 6. Conclusion

We report for the first time sensitivity to middle-atmosphere temperature variations using a portable muon detector. Changes detected are associated not only to seasonal variations but also to short-term (15 days) variations caused by a Sudden Stratospheric Warming. The occurrence of this event was verified by applying a standard definition of SSWs and also observed by regional temperature and polar vortex variations obtained from the European Centre for Medium-range Weather Forecast and Modern-Era Retrospective analysis for Research and Applications, Version 2 reanalysis data. Previous reports on the sensitivity of muon rate to these phenomena exist only for large, expensive, and immobile muon detectors often times associated to neutrino experiments and high-opacity conditions. Our findings imply that portable muon detectors may be used to further study short-term temperature variations and to improve the calibration curve of muon rate dependence with an effective temperature value. This, in turn, is crucial for geoscience applications aiming at studying subsurface processes by characterizing density changes with muons.

## References

- Abrahão, T., Almazan, H., Dos Anjos, J., Appel, S., Baussan, E., Bekman, I., et al. (2017). Cosmic-muon characterization and annual modulation measurement with Double Chooz detectors. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2017(02), 017.
- Adamson, P., Andreopoulos, C., Arms, K., Armstrong, R., Auty, D., Ayres, D., & MINOS Collaboration (2010). Observation of muon intensity variations by season with the MINOS far detector. *Physical Review D*, 81(1), 012001.
- Adamson, P., Anghel, I., Aurisano, A., Barr, G., Bishai, M., Blake, A., & MINOS Collaboration (2014). Observation of muon intensity variations by season with the MINOS near detector. *Physical Review D*, 90, 012010.
- Agafonova, N., Alexandrov, A., Anokhina, A., Aoki, S., Ariga, A., Ariga, T., et al. (2018). Measurement of the cosmic ray muon flux seasonal variation with the OPERA detector. arXiv preprint arXiv:1810.10783.

## Acknowledgments

This study is part of the DIAPHANE project and was financially supported by the ANR-14-CE-04-0001 and the MD experiment of the Mont Terri project (www.mont-terri.ch) funded by Swisstopo. M. R. C. thanks the AXA Research Fund for their financial support. We are grateful to Thierry Theurillat and Senecio Schefler for their technical and logistical assistance at Mont Terri URL. The MERRA data are available from the website ([https://acd-ext.gsfc.nasa.gov/Data\\_services/met/ann\\_data.html](https://acd-ext.gsfc.nasa.gov/Data_services/met/ann_data.html)) and the ECMWF data from the website (<https://www.ecmwf.int/>). Muon data used for all calculations are displayed in figures and are available online (<https://doi.org/10.23728/b2share.0e9f3f3ce91b49afb3baadd4bcebb8>). This is IPGP contribution 4049. We thank the Editor and two anonymous reviewers for their constructive comments and suggestions, which helped to improve our work.



- Agostini, M., Allardt, M., Bakalyarov, A., Balata, M., Barabanov, I., Barros, N., et al. (2016). Flux modulations seen by the muon veto of the GERDA experiment. *Astroparticle Physics*, *84*, 29–35.
- Agostini, M., Altenmüller, K., Appel, S., Atroshchenko, V., Bagdasarian, Z., Basilio, D., et al. (2019). Modulations of the cosmic muon signal in ten years of Borexino data. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, *2019*(02), 046.
- Ambrosio, M., Antolini, R., Auremma, G., Baker, R., Baldini, A., Barbarino, G. C., et al. (1997). Seasonal variations in the underground muon intensity as seen by MACRO. *Astroparticle Physics*, *7*(1–2), 109–124.
- An, F., Balantekin, A., Band, H., Bishai, M., Blyth, S., Cao, D., et al. (2018). Seasonal variation of the underground cosmic muon flux observed at Daya Bay. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, *2018*(01), 001.
- Barr, G., Robbins, S., Gaisser, T., & Stanev, T. (2006). Uncertainties in atmospheric neutrino fluxes. *Physical Review D*, *74*(9), 094009.
- Barrett, P. H., Bollinger, L. M., Cocconi, G., Eisenberg, Y., & Greisen, K. (1952). Interpretation of cosmic-ray measurements far underground. *Reviews of Modern Physics*, *24*(3), 133.
- Bouchta, A. (1999). Seasonal variation of the muon flux seen by AMANDA. In *The proceedings of the International Cosmic Ray Conference*, pp. 108. Vol. 2.
- Charlton, A. J., & Polvani, L. M. (2007). A new look at stratospheric sudden warmings. Part I: Climatology and modeling benchmarks. *Journal of Climate*, *20*(3), 449–469.
- Copernicus Climate Change Service (C3S) (2017). ERA5: Fifth generation of ECMWF atmospheric reanalyses of the global climate.
- Desiati, P., Tilav, S., Rocco, D., Gaisser, T., & Kuwabara, T. (2011). Seasonal variations of high energy cosmic ray muons observed by the Icecube observatory as a probe of kaon/pion ratio. In *The proceedings of the 32nd International Cosmic Ray Conference, August 11–18, Beijing, China*, pp. 78–81. Vol. 1.
- Gaisser, T. K., Engel, R., & Resconi, E. (2016). *Cosmic Rays and Particle Physics*. Cambridge: Cambridge University Press.
- Gelaro, R., McCarty, W., Suárez, M. J., Todling, R., Molod, A., Takacs, L., et al. (2017). The modern-era retrospective analysis for research and applications, version 2 (MERRA-2). *Journal of Climate*, *30*(14), 5419–5454.
- Goncharenko, L., Chau, J., Liu, H.-L., & Coster, A. (2010). Unexpected connections between the stratosphere and ionosphere. *Geophysical Research Letters*, *37*, L10101. <https://doi.org/10.1029/2010GL043125>
- Grashorn, E., De Jong, J., Goodman, M., Habig, A., Marshak, M., Mufson, S., et al. (2010). The atmospheric charged kaon/pion ratio using seasonal variation methods. *Astroparticle Physics*, *33*(3), 140–145.
- Hamming, R. W. (1998). *Digital filters*. Mineola, New York: Dover Publications, Inc.
- Hariharan, B., Chandra, A., Dugad, S., Gupta, S., Jagadeesan, P., Jain, A., et al. (2019). Measurement of the electrical properties of a thundercloud through muon imaging by the GRAPES-3 experiment. *Physical Review Letters*, *122*(10), 105101.
- Hebbeker, T., & Timmermans, C. (2002). A compilation of high energy atmospheric muon data at sea level. *Astroparticle Physics*, *18*(1), 107–127.
- Jourde, K. (2015). Un nouvel outil pour mieux comprendre les systèmes volcaniques: La tomographie par muons, application à la Soufrière de Guadeloupe (PhD Thesis), Institut de Physique du Globe de Paris (IPGP).
- Jourde, K., Gibert, D., Marteau, J., de Bremond d'Ars, J., Gardien, S., Girerd, C., & Ianigro, J.-C. (2016). Monitoring temporal opacity fluctuations of large structures with muon radiography: A calibration experiment using a water tower. *Scientific Reports*, *6*, 23054.
- Jourde, K., Gibert, D., Marteau, J., de Bremond d'Ars, J., & Komorowski, J.-C. (2016). Muon dynamic radiography of density changes induced by hydrothermal activity at the La Soufrière de Guadeloupe volcano. *Scientific Reports*, *6*, 33406.
- Kang, W., & Tziperman, E. (2017). More frequent sudden stratospheric warming events due to enhanced MJO forcing expected in a warmer climate. *Journal of Climate*, *30*(21), 8727–8743.
- Lesparre, N., Gibert, D., Marteau, J., Déclais, Y., Carbone, D., & Galichet, E. (2010). Geophysical muon imaging: Feasibility and limits. *Geophysical Journal International*, *183*(3), 1348–1361.
- Lesparre, N., Marteau, J., Déclais, Y., Gibert, D., Carls, B., Nicollin, F., & Kergosien, B. (2012). Design and operation of a field telescope for cosmic ray geophysical tomography. *Geoscientific Instrumentation, Methods and Data Systems*, *1*, 33–42.
- Limpasuvan, V., Thompson, D. W., & Hartmann, D. L. (2004). The life cycle of the Northern Hemisphere sudden stratospheric warmings. *Journal of Climate*, *17*(13), 2584–2596.
- Liu, H.-L., & Roble, R. (2002). A study of a self-generated stratospheric sudden warming and its mesospheric-lower thermospheric impacts using the coupled time-GCM/CCM3. *Journal of Geophysical Research*, *107*(D23), 4695. <https://doi.org/10.1029/2001JD001533>
- Marteau, J., de Bremond d'Ars, J., Gibert, D., Jourde, K., Gardien, S., Girerd, C., & Ianigro, J.-C. (2014). Implementation of sub-nanosecond time-to-digital converter in field-programmable gate array: Applications to time-of-flight analysis in muon radiography. *Measurement Science and Technology*, *25*(3), 035101.
- Marteau, J., de Bremond d'Ars, J., Gibert, D., Jourde, K., Ianigro, J.-C., & Carls, B. (2017). DIAPHANE: Muon tomography applied to volcanoes, civil engineering, archaeology. *Journal of Instrumentation*, *12*(02), C02008.
- Marteau, J., Gibert, D., Lesparre, N., Nicollin, F., Noli, P., & Giacompo, F. (2012). Muons tomography applied to geosciences and volcanology. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, *695*, 23–28.
- Matthewman, N. J., Esler, J. G., Charlton-Perez, A. J., & Polvani, L. M. (2009). A new look at stratospheric sudden warmings. Part III: Polar vortex evolution and vertical structure. *Journal of Climate*, *22*(6), 1566–1585.
- O'Callaghan, A., Joshi, M., Stevens, D., & Mitchell, D. (2014). The effects of different sudden stratospheric warming types on the ocean. *Geophysical Research Letters*, *41*, 7739–7745. <https://doi.org/10.1002/2014GL062179>
- O'Neill, A. (2003). Stratospheric sudden warmings. In J. R. Holton, J. A. Pyle, & J. A. Curry (Eds.), *Encyclopedia of atmospheric sciences* (pp. 1342–1353). Amsterdam: Elsevier.
- Osprey, S., Barnett, J., Smith, J., Adamson, P., Andreopoulos, C., Arms, K. E., et al. (2009). Sudden stratospheric warmings seen in MINOS deep underground muon data. *Geophysical Research Letters*, *36*, L05809. <https://doi.org/10.1029/2008GL036359>
- Rosas-Carbajal, M., Jourde, K., Marteau, J., Deroussi, S., Komorowski, J.-C., & Gibert, D. (2017). Three-dimensional density structure of La Soufrière de Guadeloupe lava dome from simultaneous muon radiographies and gravity data. *Geophysical Research Letters*, *44*, 6743–6751. <https://doi.org/10.1002/2017GL074285>
- Scherhag, R. (1952). Die explosionsartigen Stratosphärenwärmungen des Spätwinters 1951–1952. *Ber Deut Wetterd.*, *6*, 51–63.
- Schimanke, S., Spanghel, T., Huebener, H., & Cubasch, U. (2013). Variability and trends of major stratospheric warmings in simulations under constant and increasing GHG concentrations. *Climate Dynamics*, *40*(7–8), 1733–1747.
- Sox, L., Wickwar, V. B., Fish, C. S., & Herron, J. P. (2016). Connection between the midlatitude mesosphere and sudden stratospheric warmings as measured by Rayleigh-scatter lidar. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, *121*, 4627–4636. <https://doi.org/10.1002/2015JD024374>



- Tanabashi, M., Hagiwara, K., Hikasa, K., Nakamura, K., Sumino, Y., Takahashi, F., et al. (2018). (Particle Data Group). *Physical Review D*, 98, 030001.
- Thompson, D. W., Baldwin, M. P., & Wallace, J. M. (2002). Stratospheric connection to Northern Hemisphere wintertime weather: Implications for prediction. *Journal of Climate*, 15(12), 1421–1428.
- Vigorito, C. F., Selvi, M., Molinaro, A., Bruno, G., Trinchero, G., Fulgione, W., & Ghia, P. (2017). Underground flux of atmospheric muons and its variations with 25 years of data of the LVD experiment. *PoS*, 291.
- Yuan, T., Thurairajah, B., She, C.-Y., Chandran, A., Collins, R., & Krueger, D. (2012). Wind and temperature response of midlatitude mesopause region to the 2009 sudden stratospheric warming. *Journal of Geophysical Research*, 117, D09114. <https://doi.org/10.1029/2011JD017142>

## B.2. Segunda publicación



instruments



Article

### Atmospheric and Geodesic Controls of Muon Rates: A Numerical Study for Muography Applications

Amélie Cohu <sup>1</sup>, Matias Tramontini <sup>2</sup>, Antoine Chevalier <sup>3</sup>, Jean-Christophe Ianigro <sup>1</sup> and Jacques Marteau <sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup> Institut de Physique des 2 Infinis de Lyon (IP2I), IN2P3, CNRS, Université Lyon 1, UMR 5822, 69100 Villeurbanne, France

<sup>2</sup> CONICET—Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata, La Plata 1900, Argentina

<sup>3</sup> MUODIM, 31 rue Saint-Maximin, 69003 Lyon, France

\* Correspondence: [marteau@ipnl.in2p3.fr](mailto:marteau@ipnl.in2p3.fr)

**Abstract:** Muon tomography or muography is an innovative imaging technique using atmospheric muons. The technique is based on the detection of muons that have crossed a target and the measurement of their attenuation or deviation induced by the medium. Muon flux models are key ingredients to convert tomographic and calibration data into the 2D or 3D density maps of the target. Ideally, they should take into account all possible types of local effects, from geomagnetism to atmospheric conditions. Two approaches are commonly used: semi-empirical models or Monte Carlo simulations. The latter offers the advantage to tackle down many environmental and experimental parameters and also allows the optimization of the nearly horizontal muons flux, which remains a long-standing problem for many muography applications. The goal of this paper is to identify through a detailed simulation what kind of environmental and experimental effects may affect the muography imaging sensitivity and its monitoring performance. The results have been obtained within the CORSIKA simulation framework, which offers the possibility to tune various parameters. The paper presents the simulation's configuration and the results obtained for the muon fluxes computed in various conditions.

**Keywords:** CORSIKA; air shower; cosmic muon generator; muon tomography; atmosphere



**Citation:** Cohu, A.; Tramontini, M.; Chevalier, A.; Ianigro, J.-C.; Marteau, J. Atmospheric and Geodesic Controls of Muon Rates: A Numerical Study for Muography Applications. *Instruments* **2022**, *6*, 24. <https://doi.org/10.3390/instruments6030024>

Academic Editor: Antonio Ereditato

Received: 1 July 2022

Accepted: 2 August 2022

Published: 4 August 2022

**Publisher's Note:** MDPI stays neutral with regard to jurisdictional claims in published maps and institutional affiliations.



**Copyright:** © 2022 by the authors. Licensee MDPI, Basel, Switzerland. This article is an open access article distributed under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution (CC BY) license (<https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>).

#### 1. Introduction

The Earth's atmosphere is bombarded by charged particles called primary cosmic rays. The least energetic of them come from the Sun, while for energies between 0.1 GeV and 10 GeV, the sources are of galactic origin (mainly supernovae). Beyond that, the particles are so energetic that the sources can only be of extragalactic origin and associated with more important events in the Universe (black holes, active galactic nuclei, gamma-ray bursts, pulsars, etc.). When entering the atmosphere, these primary particles will interact with the molecules of the atmosphere, generating atmospheric showers of different particles, which are called secondary cosmic rays. Among all charged particles reaching ground level, muons are the most numerous. Their energy loss or scattering when crossing a given length of matter is exploited to reconstruct the density of the medium. The rate of high-energy cosmic ray muons as measured underground is shown to be strongly correlated with upper-air temperatures during short-term atmospheric [1,2] phenomena and with pressure [3].

Applications of atmospheric cosmic rays (CR) have grown in numbers in the last decade in the field of muography. Measurements of the muons flux attenuation (absorption muography) or deviation (scattering muography) have been successfully applied to the imaging or monitoring of large geophysical [4–8], archaeological [9–13] or industrial structures [14–18]; however, the measurement of the muon energy is usually not possible in small and compact field detectors, which consist of standard trackers using particle physics

technologies (scintillators, resistive plate chambers, micro-mesh gaseous structures, etc). The data post-processing depends on the knowledge of the incident muon flux.

Moreover, the simulation of the muon flux follows in general two different approaches: analytical models which are derived from experimental data and cosmic rays shower generators which use Monte Carlo (MC) techniques to simulate Extended Air Showers (EAS) from the primary cosmic ray to the particles at ground level. Among the analytical models, Tang et al. [19], Shukla et al. [20], Honda et al. [21], Guan et al. [22] and Gaisser et al. [23] are often used for first estimates of the muon flux at sea level or for few elevations only. These muon generators do not require computational resources but are not customizable. Since the aim of this paper is to present results obtained with a CR generator, we propose a more extended review on the most popular ones:

- **MUPAGE** [24] is a fast Monte Carlo generator of bundles of atmospheric muons for underwater/ice neutrino telescopes. It is based on parametric formulas obtained from Monte Carlo simulations of cosmic ray showers generating muons in bundle, with constraints from measurements of the muon flux with underground experiments. The range of validity extends from 1.5 km to 5.0 km of water vertical depth, and from  $0^\circ$  up to  $85^\circ$  for the zenith angle.
- **Matrix Cascade equation MCeq** [25–29] uses numerical equation cascades to study fluxes. It is a complete Monte Carlo calculation scheme, capable of calculating neutrino, electron and muon fluxes up to 100 TeV, with a statistical accuracy of about a few percent. All particles have their own cascades of equations that represent the evolution of the energy spectrum as a function of atmospheric depth.
- **PARMA** (PHITS-based Analytical Radiation Model in the Atmosphere) allows to estimate the terrestrial cosmic ray fluxes of neutrons, protons and ions, muons, electrons, positrons and photons almost anywhere on Earth and in the Earth's atmosphere [30]. The model is based on analytical numerical functions whose parameter values are adjusted to reproduce the EAS results. The accuracy of the EAS simulation has been well verified with various experimental data.
- **CRY** (Cosmic-ray Shower Library) generates showers distributions for three observation levels (sea level, 2100 m and 11,300 m) and for primary particles from 1 GeV to  $10^5$  GeV according to Haggmann et al. [31], and secondary particles from  $10^{-3}$  to  $10^5$  GeV. The showers are generated in a specific area (maximum size  $300 \times 300 \text{ m}^2$ ) from pre-computed tables as explained in Haggmann et al. [32] and primary protons are produced at an altitude of 31 km in the 1976 US atmosphere [33]. In this generator, the east–west effect is not taken into account but the latitude dependence with the geomagnetic cutoff and the CR spectrum modulation are provided. It is possible to set the type of secondary particles to be studied, the altitude, the latitude, the date, the number of particles and the size of the surface of interest. The date allows to take into account the solar modulation described by Papini et al. [34]. It is possible to use pre-calculated tables from GEANT4 to take into account the configuration of the detector [35]. CRY has limitations when you investigate multi-track events in a cosmic ray experiment or identifying background events in muography.
- **CORSIKA** (COsmic Ray Simulations for KAscade) [36,37] is a Monte Carlo code for simulating atmospheric particle showers initiated by high-energy cosmic ray particles. Primary particles (protons or light nuclei) are tracked in the atmosphere until they interact, decay or are absorbed. All secondary particles are explicitly followed along their trajectories and their parameters are stored when they reach an observational level.

All the models presented above have their own particularity and the choice of the fluxes generator is essential. The sensitivity of the absorption muography technique relies on the model's accuracy, which should take into account the experimental conditions in the most realistic possible way. For instance, it has been shown in Jourde et al. [3] and Tramontini et al. [2], that atmospheric conditions strongly impact the muon flux. It is also clear that the geomagnetic field may play a significant role by deflecting charged particles

towards the poles [38], which leads to a decrease in the flux at the equator and an increase at high latitudes. Furthermore the altitude of the experiment plays a role since it requires to measure the particle flux at a different stage of the cosmic shower development.

In this article, we detail the methodology and the results obtained with the CORSIKA simulation framework. In Section 2, we define the simulation main configuration parameters concerning the primary flux, the detection device, the hadronic models, the atmosphere and the geomagnetic field properties. In Section 3, we contrast the results of the simulation with analytical models, experimental data and numerical results on the effects of elevation effect, geomagnetic field and atmospheric conditions (pressure, temperature, etc.) on the muon flux are presented. Finally, in Section 4, we draw a global conclusion on the obtained tool performance.

## 2. Materials and Methods

### 2.1. Standard Use Cases

Several developments use CORSIKA for the muon fluxes simulation and for various applications. In Biallass et al. [39], they based their parametrization of the differential muon flux at ground level on a flux obtained from the air shower simulation program CORSIKA. According to Wentz et al. [40], the number of simulated particles should be normalized by taking into account the primary flux. In Mitrica et al. [41], they used this generator to determine accurately the overburden in mwe (meter water equivalent) of an underground laboratory. Pethuraj et al. [42] used CORSIKA to generate secondary particles at an experimental site where atmospheric neutrinos oscillations are studied in order to assess the long-term stability of their RPCs detectors. They studied the azimuthal dependence of the muon flux at different zenith angles and they compared their results using CORSIKA with Honda et al. [21]. For a different purpose, Kovylyaeva et al. [43] studied variations of the extra-atmospheric origin CR by introducing atmospheric effects corrections. They used CORSIKA to estimate barometric and temperature coefficients for various components of CR. Finally, Useche et al. [44] chose CORSIKA to gauge the expected cosmic ray muons flux attenuation by a structure. We use those users' feedback to tune our CORSIKA's options that are believed to be essential to simulate the muon flux in a specific way and we detail some of them below.

### 2.2. Simulation's Configuration

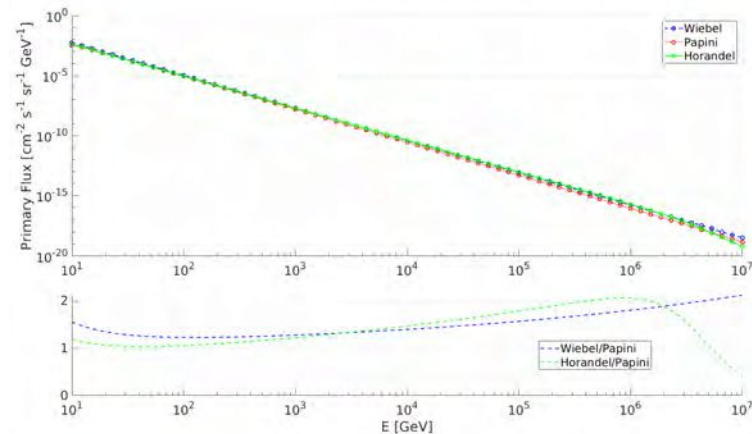
We follow the muon production path from the incident primary particles to the detection level. Detailed knowledge on their properties is an important issue for the secondary particles generation.

#### 2.2.1. Primaries at the Top of the Atmosphere

The primary cosmic ray flux is composed of several types of particles (H, He, C, O, Fe, etc). The associated fluxes are different by several orders of magnitude and the most influential flux is that of the single proton. Nevertheless, we considered different components to obtain an accurate primary flux. Several analytical models are used to describe the behavior of primary cosmic rays where the total flux  $J(E)$  is the sum of its various constituents and it is expressed in term of energy per nucleon (Papini et al. [34]) or per nucleus (Hörandel et al. [45], Wiebel-Sooth et al. [46]). They are our possible choices when we normalize our simulated fluxes of secondary particles with primaries spectrum. It is possible to run simulations for each primary particle type or to apply what we call the superposition principle explained by Spurio [47]. We choose the second way and we only simulated the arrival of primary protons in the atmosphere to save computation time.

Primary CR models are compared on Figure 1, their amplitudes are different depending on the energy of the primary particle. Wiebel et al. [46] seems to overestimate the flux across the full range of energy compared to Papini et al. [34]. Hörandel et al. [45] has a different behavior for energy ranges; it overestimates as well as underestimates. Figures in this paper are made using the Papini's model, which produces an "intermediate" primary

flux amplitude when compared to the others and allows to take into account the solar modulation on the expected primary CR.



**Figure 1.** (Top) Primary cosmic ray fluxes (Hörandel [45], Papini [34] and Wiebel-Sooth [46]) for all components as a function of the energy of the primary particle. (Bottom) Ratio of these fluxes as a function of the energy of the primary particle.

- **Number of simulated showers and energy ranges**

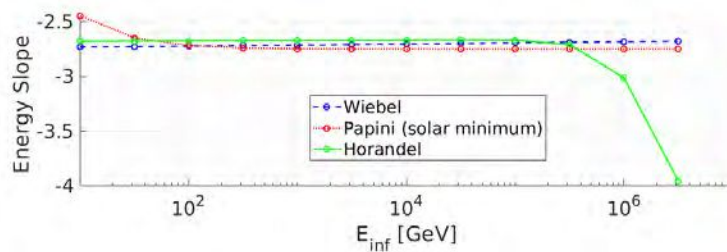
It is possible to choose the number of simulated showers per run. It is preferable (knowing the shape of the primary CR particle spectrum) to have a larger statistic for low energy particles. We choose the energy range of the primary particle to match the muon energy measurable in our tomography experiments: between 1 and  $10^7$  GeV. This total range is split into several parts with a defined step. The number of simulated primary particles is weighted in each bin with an empiric law for the number of showers:  $N = 10^{9-E}$  with  $E = [1, 7]$ . We made this choice in order to obtain the most accurate flux possible by launching enough showers. The duration and the memory requirement of the simulations is also a factor to take into account, so we must limit ourselves to a reasonable number of showers. To be consistent, our simulated muon fluxes will be corrected by known analytical primary fluxes to cover the whole chosen spectrum.

- **Slope of the primary spectra**

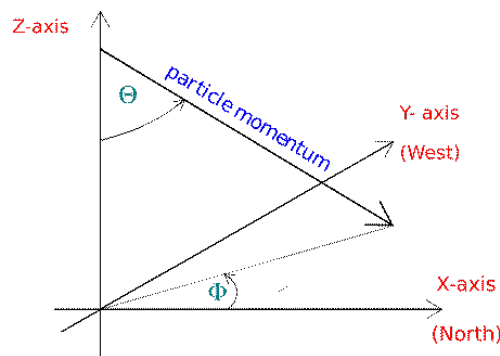
The energy spectrum of primary CR follows a roughly exponential law:  $E^{-\gamma}$ . Usually  $\gamma$  is fixed to 2.7 for an “intermediate” energy range of primary CR spectrum according to Nesterenok et al. [48] and Pethuraj et al. [49]. In our case,  $\gamma$  is calculated for each energy range and run with a fit defined by an analytical model describing the primary spectrum. We selected a cosmic ray primary model based on real data fits between Papini et al. [34], Hörandel et al. [45] and Wiebel et al. [46]. Indeed, the spectrum of primaries is different from one model to another and the slope of the curve depends on the primary CR model (see Figure 2).

- **Particles angles trajectories**

On top of energy and momentum parameters, the trajectories of particles are defined by their zenith and azimuth angles, ranging from  $0^\circ$  to  $90^\circ$  and from  $-180^\circ$  to  $180^\circ$ , respectively. The coordinate system used in CORSIKA is shown in Figure 3. Furthermore, for zenith angles higher than  $60^\circ$  the curvature of the atmosphere is taken into account, it cannot be neglected [50].



**Figure 2.** Slope coefficients of the primary spectra calculated with the [34,45,46] models as a function of the minimum value of energy range chosen in each simulation.



**Figure 3.** CORSIKA's coordinate system used [37].

### 2.2.2. Hadronic Interaction Models

When a primary particle reaches the top of the atmosphere, it undergoes “hadronic” interactions leading to the production of secondary CR and among those particles, pions and kaons decay into muons. Different types of primary particle interaction models are available on CORSIKA. We chose FLUKA for the low-energy interactions and QGSJET-II-4 for high energies, the best candidates in their energy domains for our expected accuracy and computational time.

To be more specific, FLUKA is a hadronic interaction model of low energy particles used by Usokin et al. [51], Apel et al. [52] and Heck et al. [53]. Its main strength is to allow for rapid simulation. QGSJET is a high energy hadronic interaction model. It has a high level of sophistication, approximates the data very well but is a bit slow especially because it allows few free parameters and deals with the effect of saturation by partons [54]. It is notably chosen by Tapia et al. [55] and Fedynitch et al. [26] for their simulations. In Atri et al. [56], they combine it with FLUKA.

### 2.2.3. Particles Energy Thresholds

To decrease the computation time and to stay compatible with the detection efficiency of our detector, we set energy thresholds values under which particles (hadrons, muons, electrons and photons) are no longer taken into account in order to simulate only the muons (or their parents) detectable by our telescopes. The choices are different in the bibliography according to the Table 1.



### 2.2.4. Detector Geometry and Observation Levels

CORSIKA offers three types of detector (flat, volume and vertical) associated with different angular distribution of the atmospheric shower and flux intensity [37]. For our muography detectors, the “volume” and “flat” types are preferred.

The altitude of the detector is defined by the observation levels (in cm); up to 10 levels for a simulation.

**Table 1.** Energy thresholds values used by different authors and for this study.

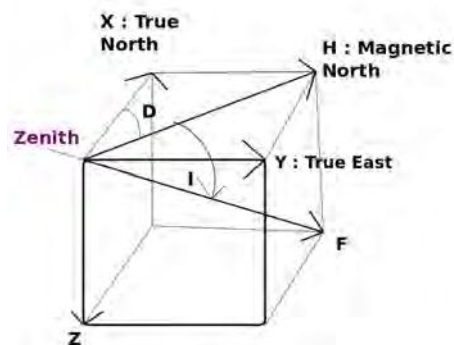
E Threshold	Hadrons	Muons	Electrons	Photons
1. [57]	0.1 GeV	0.1 GeV	0.1 MeV	0.1 MeV
2. [58]	0.2 GeV	0.2 GeV	0.1 MeV	0.1 MeV
3. [59]	0.05 GeV	0.05 GeV	0.003 GeV	0.003 GeV
4. [52]	300 MeV	100 MeV	250 keV	250 keV
5. [60]	0.05 GeV	50 keV	50 keV	50 keV
6. This study	0.05 GeV	0.01 GeV	0.001 GeV	0.001 GeV

### 2.3. External Parameters

#### 2.3.1. Earth’s Magnetic Field

The Earth magnetic field is created by its magnetosphere, which reduces the intensity of the high-energy flux reaching the ground. The geomagnetic field ( $B$ ) modifies the spectrum of particles bombarding our atmosphere with a low-energy cutoff. The Earth’s magnetic field is able to deflect primary CR below 10 GeV near the equator and close to 1 GeV at higher latitudes. The primary CR intensity also varies with longitude because of the asymmetry of the geomagnetic axis with respect to the Earth’s rotation axis [40,49]. Those “east–west” fluxes show differences in energy intensity up to 100 GeV. This difference is more marked at high altitude than on the ground. Finally, there are significant local variations of the geomagnetic field, which affect the intensity of CR, the most famous being the South Atlantic Anomaly (SAA).

For each place, we declare the horizontal  $B_x$  and vertical  $B_z$  components of the Earth’s magnetic field  $Z$  (in  $\mu\text{T}$ ),  $B_x$  being the magnetic north  $H$  (see Figure 4). They are generated by the NOAA geomagnetic calculator [55]. CORSIKA computes the total magnetic field and its inclination from these two components.



**Figure 4.** Different components of the magnetic field from NOAA.  $H$  is the magnetic north ( $B_x$ ) and  $Z$  the vertical component of the magnetic field.

### 2.3.2. Atmosphere Parameters

An input to CORSIKA is the state of the atmosphere in which the CR ray showers are generated. The CORSIKA atmosphere model is composed of N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub> and Ar with volume fractions of 78.1%, 21.0% and 0.9%, respectively. The density variation of the atmosphere with altitude is modeled by 5 layers. The state of the atmosphere is described by the density of the air at each altitude level. This parameter is calculated by converting the relative humidity into saturation vapor pressure with the Magnus formula [61]. We computed the parameters and altitudes of the layer boundaries from ERA5 data, the latest climate reanalysis produced by the ECMWF (European Centre for Medium-Range Weather Forecasts), which combines large amounts of meteorological observations with estimates made from advanced modeling and data assimilation systems [62]. The choice of ERA5 is guided by the abundance of pressure levels and the availability of data at higher altitudes.

### 2.3.3. Physical Validity Range

The muon rate at sea level is a logarithmic function spanning multiples order of magnitude in the energy range, and a  $\cos(\theta)^2$  function in the angular range. The simulations encounter difficulty at the end of each of these spectrum's range. We want to stress the fact that the estimates have well known limitations in the 70–90° angular range. They are quite limited above 10<sup>5</sup> GeV, where the rarity of muons is not negligible. Since the end of range in energy is not a particular issue for the muography perspectives, we consider this to be satisfactory and therefore, the chosen energy range is between 1 and 10<sup>6</sup> GeV.

### 2.4. Normalization Issues

From the CORSIKA output files we calculate the muon rate, according to the zenith angle and the muon energy, based on 10<sup>9–E</sup> showers (see Section 2.2.1) that correspond to the validity range. Muon rates are then corrected by different factors as primary flux, geometric factor and normalization linked to the number of showers generated by the energy range.

The differential muon energy flux is written as:

$$\Phi(E_\mu, \theta_\mu) = F(\theta_\mu) \times \sum_{i=1}^{N_{prim}} \sum_{j=1}^{N_{sim}} w_{i,j} \times \frac{H_j(E_\mu, \theta_\mu)}{N_{sh,j} \times \Delta E_\mu} \quad (1)$$

where  $N_{prim}$  is the number of primary particles we want to consider in the flux calculation.  $N_{sim}$  is the number of simulation  $j$ .  $H$  is the histograms created as a function of the energy  $E$  and the zenith angle  $\theta$  during each simulation  $j$ .  $\Delta E_\mu$  is the width of the energy bin of the histogram. The width of the zenith angle is taking into account in  $F(\theta_\mu)$ . Variations due to the azimuth angle are not taken into account here. In the interval  $j$ , we simulate  $N_{sh,j}$  defined in Section 2.2.1.

$w_{i,j}$  is the normalization factor. It takes into account the contribution of the primary particle flux  $i$  [40] in the energy interval defined by the run  $j$ . We perform all our simulations with hydrogen and apply the principle of superposition: a nucleus with atomic mass number  $A$  and energy  $E$  is equivalent to a single nucleon with energy  $E/A$ . In other words, a shower initiated by a particle  $i$  containing  $n_i$  nucleon, of energy  $n_i \times E$  (GeV) is equivalent to  $n_i$  showers of protons (of hydrogen) of energy  $E$ . The method is validated by summing the contribution of each primary particle on the muon flux and comparing it to the muon flux obtained with the superposition model. A difference is observed at low energy but since CORSIKA requires an energy higher than 80 GeV/nucleon for the primary particles other than hydrogen, the results are correct.

In order to consider the solar modulation of 4.5% (up to 100 GeV) it is recommended to use the parametrization of Papini [34] to modulate its primary particle spectrum; however, we have seen that Hörandel [45] and Wiebel [46] were two possible alternatives.

In the Papini model [34], the primary flux  $J$  is expressed in terms of energy per nucleon (in GeV/A):

$$w_{i,j} = A_i \int_{E_i^{inf}}^{E_i^{sup}} J_i(E) dE \quad (2)$$

$A_i$  is the atomic mass of the primary particle  $i$ .

$F(\theta_\mu)$  is the **geometric correction factor** related to the solid angle  $d\Omega$  adapted to the type of detector (see [47]). For example, in the case of a flat detector:  $d\Omega = \sin(\theta)\cos(\theta) d\theta d\psi$  so:

$$F(\theta_\mu) = \frac{1}{2 \int_{\theta_{inf}}^{\theta_{sup}} \sin(\theta)\cos(\theta) d\theta} \quad (3)$$

To summarize, the normalization takes into account the sampling effects of the histograms, the number of showers  $N_{sh,j}$  generated in each simulation  $j$ , the geometric effects related to the zenith angle and the modulation of the primary  $i$  contribution over the energy range  $[E_{inf,j}, E_{sup,j}]$ .

The integrated energy flux, for a minimum energy  $E_{min}$  is obtained from the differential flux thus normalized:

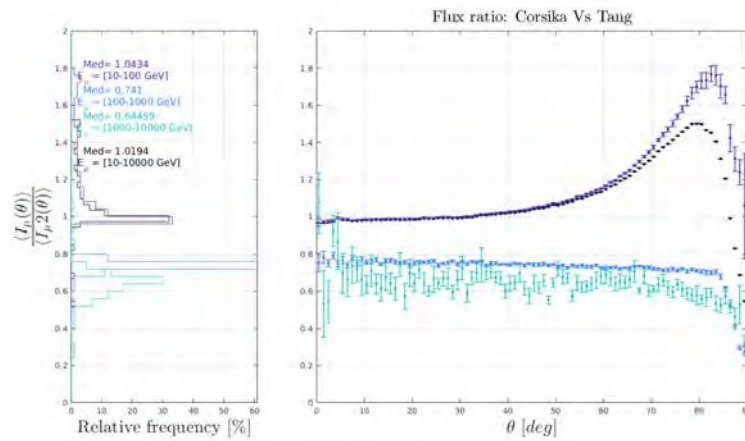
$$\Psi(E_{min}, \theta) = \int_{E_{min}}^{\infty} \Phi(E, \theta) \times dE \quad (4)$$

The discrepancy and uncertainties of muon rates are estimated using these simulations, using mean and standard deviation estimates.

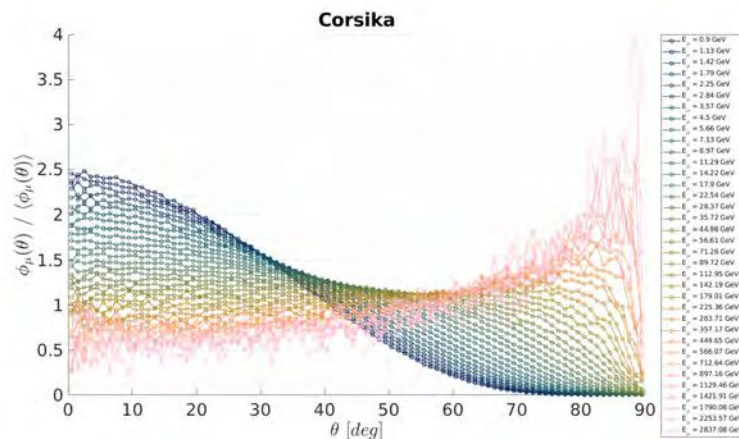
### 3. Results

#### 3.1. Comparison with Analytical Models

Our fluxes have been cross-checked with the analytical models listed in the Introduction. We present the results of the comparison with Tang et al. [19] regarding their integrated flux ratio  $I_\mu / I_{\mu,2}$  as a function of the muon zenith angle and for several muon energy ranges (different colors) in Figure 5. This figure presents the normalized intensity distribution when considering different energy ranges: 10–100 GeV, 100–10<sup>3</sup> GeV, 10<sup>3</sup>–10<sup>4</sup> GeV and the distribution for the whole energy range. The histogram of varying flux ratio values over zenith angle is meant to highlight the existence of systematic bias over the entire range of zenith values. It shows that when considering a larger energy range, the intensity ratios distribution tends to a narrow peak centered at  $1.0 \pm 0.2$ ; on the whole range, the fluxes have the same intensity. Right panel shows the flux ratio for different zenith angles  $\theta$  in the range 0 to 90°, when considering the same energy ranges. The models fit well on intermediate energy ranges (10–10<sup>2</sup> GeV in dark blue) except at high zenith angles; however, their intensity is different at high energy (10<sup>2</sup>–10<sup>4</sup> GeV, in light blue and green). The 1–10 GeV is range not shown: the ratio starts around 4 at 0° and increases with the zenith angle following a power law because the Tang flux is unstable at low energy and especially at high zenith angles. Our CORSIKA relative fluxes are plotted in Figure 6 only up to 2000 GeV because beyond this point our fluxes are too unstable. The part of the most energetic muons is more important than the low energetic ones at high zenith angles  $\theta$  and the opposite occurs at low angles. Low-energy muons are important for calibration and high-energy muons for conducting tomography experiments; however, analytical models are known to be poorly adapted to small and large energies, because few measurements are available for their fitting equations. The CORSIKA model instead is probably more reliable over the whole energy range. Furthermore, analytical models are not extrapolated for all zenith angles and they do not take into account geodesics parameters, a limitation overcome by the CORSIKA approach.



**Figure 5.** (Left panel) Histogram of flux ratio values computed over the zenith angle range (details are shown in the right figure) for several energy ranges from 10 to  $10^4$  GeV (in color) and for the whole energy range (in black). (Right panel) Flux ratio as a function of the zenith angle  $\theta$  between (1) CORSIKA and (2) Tang et al. [19], for the same energy ranges as the left panel. The latter is the reference flux (ratio denominator). Med corresponds to the median value in each energy range.

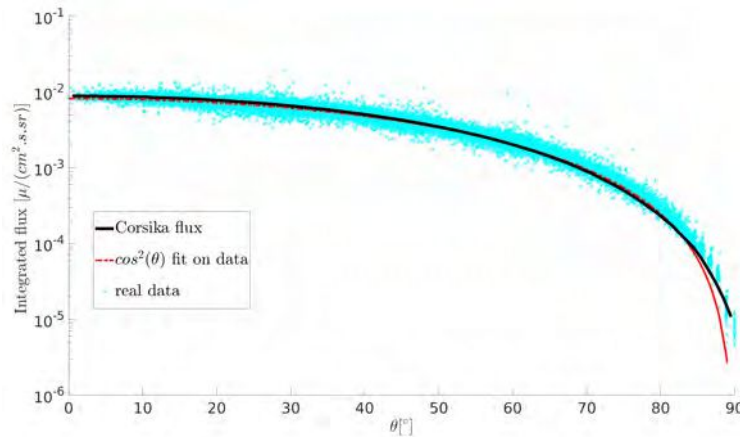


**Figure 6.** Differential relative muon fluxes (Flux/Mean Flux) simulated with CORSIKA and plotted as a function of the zenith angle and for several muon energy levels (different colors).

### 3.2. Comparison with Real Data

The best cross-checks for any simulation are the comparison to real data. Data presented here were taken in Lyon (France, latitude  $45^\circ$  and close to the sea level), in open sky conditions, with a 3-planes muon tracker (so-called muon telescope). We tilted the telescope progressively by step of  $15^\circ$  from the zenith ( $\theta = 0^\circ$ ) to the horizontal ( $\theta = 90^\circ$ ) directions. Multi-tracks are suppressed, electrons are partly suppressed by the multiplicity cuts on the detection planes, but there is no PID in the system. The muon flux was simulated in

Lyon (France) respecting the geodesic constraints. Figure 7 displays the data/simulation comparison. Experimental points are represented with crosses in blue and the flux from CORSIKA's simulations is represented in black. A fit was made on the real dataset with a simple  $\cos^2(\theta)$  at first order (in red). Despite the still pending disagreement at large zenith angles, we observed a real improvement in the data/model comparison with respect to the usual  $\cos^2(\theta)$  (or analytical) fit. Horizontal muons are best described by CORSIKA.



**Figure 7.** Integrated muon fluxes  $I$  plotted as a function of the zenith angle  $\theta$ . The crosses represent the measured data for different inclinations of the detector. The red line is a linear fit using  $\cos^2(\theta)$  on the total measured flux. The black line represents the simulated flux with CORSIKA.

### 3.3. Geodesic and Atmospheric Factors

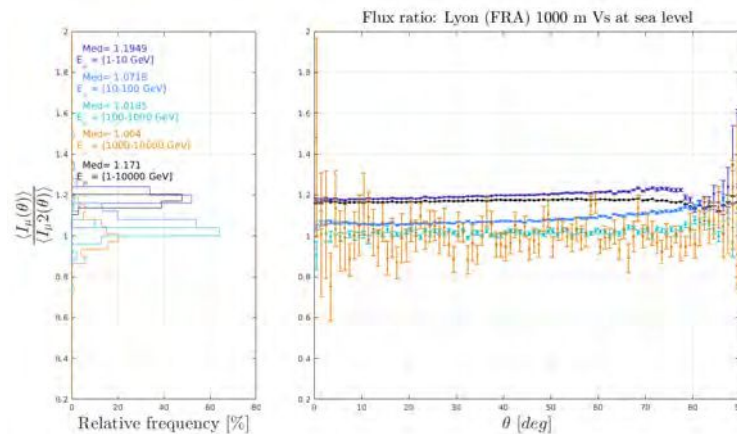
In this section, we used our CORSIKA model, validated on a large dataset to simulate muon fluxes for various particle detection altitude, Earth magnetic field  $B$  and atmosphere conditions. We wanted to quantify those effects on the measurable muon flux at open sky conditions. To achieve this, we varied one parameter at the time while keeping the others constant. All the results presented in this section are subject to significant uncertainty. It is statistical and increases with the energy. Indeed, we simulate much less high-energy muons and extreme-angles muons. We have limits imposed by computational time and linked to the randomness of CORSIKA. Our errors are all set to  $1\sigma$ .

For our preliminary tests we chose the city of Lyon, France (lat = 45.75° N, long = 4.75° E,  $B_x = 22.71 \mu\text{T}$ ,  $B_z = 40.96 \mu\text{T}$ ) where we performed the open sky measurements shown in Figure 7. It is located at a medium latitude with a temperate climate. Then, we have used the parameters of Dallol, Ethiopia (lat = 14.14° N, long = 40.18° E,  $B_x = 36.2752 \mu\text{T}$ ,  $B_z = 10.1924 \mu\text{T}$ ) where the hottest temperatures on Earth have been recorded. Oimiakon, Russia (lat = 69.18° N, long = 141.6° E,  $B_x = 9.9943 \mu\text{T}$ ,  $B_z = 58.5077 \mu\text{T}$ ) is a plateau where the coldest temperatures in the northern hemisphere have been recorded. These two places were chosen to study extreme weather effects.

#### 3.3.1. Altitude Effects

The altitude of the experiment plays an important role as it involves measuring the particle flux at a different stage of the cosmic shower development. We compared the muon flux in Lyon, France at 1000 m with the muon flux at sea level. Figure 8 presents the normalized intensity distribution when considering different energy ranges: 1–10 GeV, 10–100 GeV, 100–10<sup>3</sup> GeV, 10<sup>3</sup>–10<sup>4</sup> GeV and the distribution for the whole energy range. The histogram of varying flux ratio values over zenith angle is meant to highlight the

existence of systematic bias over the entire range of zenith values. It shows that when considering a larger energy range, the intensity ratios distribution tends to a narrow peak centered at  $1.17 \pm 0.01$ , which means that there are 17% more muons at 1000 m than at sea level in overall. Right panel shows the flux ratio for different zenith angles  $\theta$  in the range 0 to 90°, when considering the same energy ranges. It shows that at an elevation of 1000 m the flux ratio is much higher for low energies (1 to 10 and 10 to 100 GeV, in dark and light blue), and less important at high zenith angle (80 to 90°). For higher energies, the flux ratio remains more constant at each angle (in green and yellow).



**Figure 8.** (Left panel) Histogram of flux ratio values computed over the zenith angle range (details are shown in the right figure) for several energy ranges from 1 to  $10^4$  GeV (in color) and for the whole energy range (in black). (Right panel) Flux ratio as function of the zenith angle  $\theta$  in Lyon, France at (1) 1000 m of elevation and at (2) sea level, for the same energy ranges as the left panel. The second is the reference flux (ratio denominator). Same atmosphere and magnetic field for both fluxes were considered. Med corresponds to the median value in each energy range.

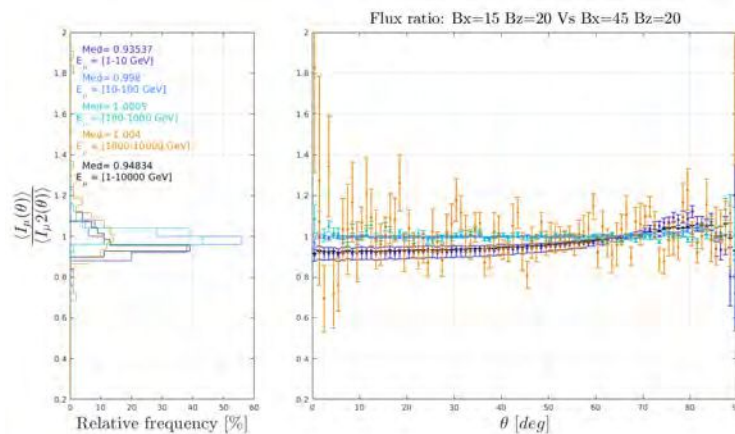
At high altitude, low energy muons fluxes are more important than at sea level. Low energy muons present at high altitude will probably decay before reaching the ground. The muons of high zenith angle travel longer distances in the atmosphere and lose more energy. This is why we find more low energy and high zenith angle muons on the ground than at 1000 m and why the part of high zenith angle and energy muons decreases. Finally, depending on where you are on the globe, the ratio of fluxes at a given altitude to sea level varies. By looking at two different places on Earth, Dallol (Ethiopia) and Lyon (France), we have observed a different ratio between “flux at 1000 m/flux at sea level”. This means that other factors than altitude influence the muon flux. Magnetic fields and atmospheric conditions are different between these two places and probably affect the integrated muon flux on the column in a distinct way. It seems that the difference increases as the latitude increases.

### 3.3.2. Geomagnetic Field Effects

In this part, the effects of the magnetic field are tested. For this purpose, the atmospheric and altitude parameters have been kept constant between the compared fluxes. We have set the vertical component as a constant ( $B_z = 20 \mu\text{T}$ ) and the horizontal component ( $B_x = 15 \mu\text{T}$ ) for a simulation of reference. We then compute another simulation by only changing  $B_x = 45 \mu\text{T}$ . We simulated the muon flux with those two configurations and computed their ratio for four different energy ranges and different zenith angles.

Figure 9, on left panel, presents the normalized intensity distribution of the flux ratio over the zenith angle, for each individual energy range. The histogram of varying flux ratio values over zenith angle is meant to highlight the existence of systematic bias over the entire range of zenith values. It shows that when considering a higher energy range, the intensity ratios distribution ( $1-10^4$  GeV) tends to a narrow peak centered at  $0.95 \pm 0.01$ ; the median value, corresponding to a small effect of about 5%. As expected the ratio tends to one for energy ranges greater than 10 GeV but affects the low-energy particles that are more deflected towards the poles. The right panel shows the flux ratio with respect to the zenith angle  $\theta$  for fixed energy ranges. At low energies (1 to 10 GeV in dark blue) the flux is higher for  $B_x = 45 \mu\text{T}$  until  $60^\circ$  and between  $85^\circ$  and  $90^\circ$ , and lower between  $60^\circ$  and  $85^\circ$ . This probably arises from the fact that high-angles particles have to cross a larger section of the atmosphere and therefore may start their travel with higher energies, making them less sensitive to the geomagnetic field's effect. Note that this sample dominates over the total integrated flux ratio (in black), which follows more or less the same behavior. As expected, at high energies, typically above 10 GeV, the flux ratio remains more constant with the zenith angle (in light blue, green and orange). Note that this high energy sample is usually not used in scattering mode; therefore, one has to pick corrections for the geomagnetic effects to perform absolute measurement with scattering muography.

The same procedure is followed this time with a fixed horizontal component and various vertical components. We simulate the muon flux with these two configurations and we compute the ratio as a function of the energy and of the zenith angle. Only a slight difference at high zenith angles is observed. The  $B_z$  component does not seem to affect the muon flux.



**Figure 9.** Comparison of two simulations, with same atmosphere and altitude, and different magnetic fields. The magnetic parameters are (1)  $B_x = 15 \mu\text{T}$ ,  $B_z = 20 \mu\text{T}$  and (2)  $B_x = 45 \mu\text{T}$ ,  $B_z = 20 \mu\text{T}$ . The latter is the reference flux (denominator). (**Left panel**) Histogram of flux ratio values computed over the zenith angle range (details are shown in the right figure) for different energy ranges from 1 to  $10^4$  GeV (in color) and for the whole energy range (in black). (**Right panel**) Flux ratio dependence on the zenith angle  $\theta$  between two different magnetic field fluxes for the same energy ranges as in the left panel. Med corresponds to the median value in each energy range.

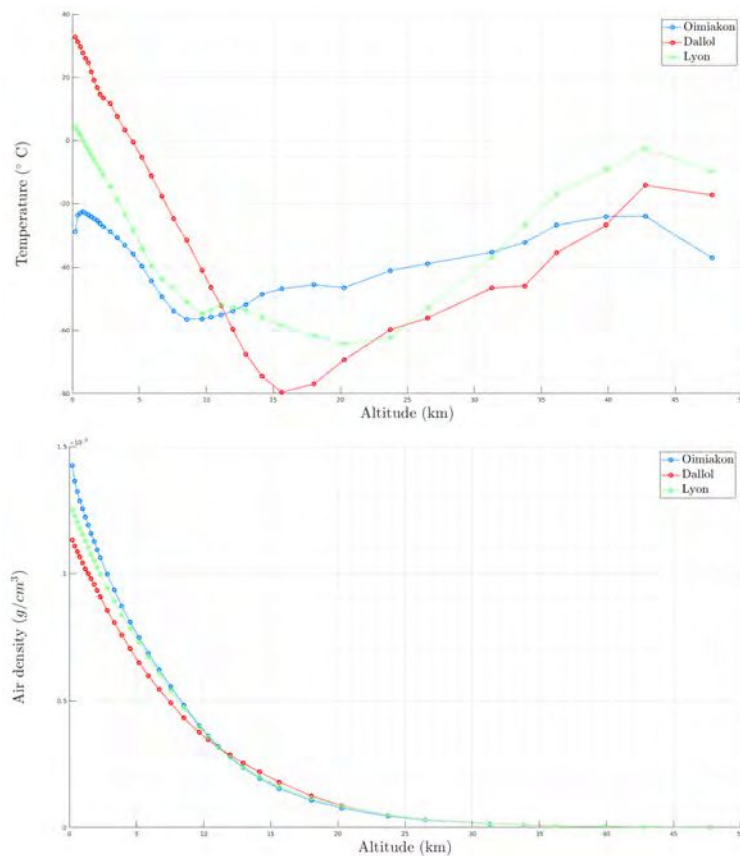
### 3.3.3. Atmospheric Thermodynamics Effects

We have tested the effects of altitude and magnetic field and their components on the muon flux. Finally we studied the impact of atmospheric density on the flux, which is ultimately controlled by the temperature and pressure state of the atmosphere. Hence, at the

same location, seasonal variations affect the muon flux over time. For these tests we chose Dallol (Ethiopia) and Oimiakon (Russia) to test the effects of extreme temperature. These atmospheres are presented in the next subsection. The atmosphere density parameters used to simulate muon fluxes with CORSIKA are determined by using ERA5 datasets.

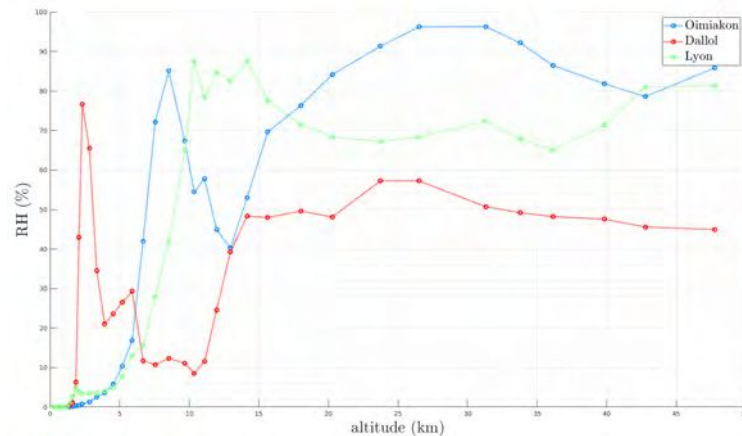
- **Atmosphere simple parametrization**

Temperature and density profiles of Dallol, Oimiakon and Lyon are displayed in Figure 10. In Figure 11, relative humidity profiles are plotted for December 30th. We observe that the density of the atmosphere decreases with altitude, and that colder atmospheres are denser especially at lower altitudes. For the relative humidity profiles shown in Figure 11, the water vapor content in the air varies with altitude. Similar to temperature, relative humidity also depends on the pressure of the given system. It is low at ground level but important at high altitude. In very hot and/or dry atmospheres, it never reaches 100%.



**Figure 10.** (Top) Temperature and (Bottom) density profiles for altitudes from 0 to 50 km of extreme atmospheres: Oimiakon (in blue) and Dallol (in red) and a moderate one, Lyon (in green).





**Figure 11.** Relative humidity profiles for altitudes from 0 to 50 km of extreme atmospheres: Oimiakon (in blue) and Dallol (in red) and a moderate one, Lyon (in green).

- **Atmosphere properties**

The atmosphere can be divided into five layers: the troposphere, stratosphere, mesosphere, thermosphere and ionosphere. The atmospheric profiles presented in Figure 10 stop at the end of the stratosphere (~50 km). The troposphere is the part of the Earth's atmosphere located between the surface and an altitude of about 8 to 15 km, depending on the latitude and the season. It is thicker at the equator than at the poles. This layer concentrates three quarters of the atmospheric mass and the temperature decreases rapidly with altitude. The stratosphere extends, on average, between 12 to 50 km. It is characterized by an increase in temperature with altitude. The stratosphere begins at low altitude near the poles, because the temperature is lower there. The distribution of atmospheric density is therefore different at opposite latitudes.

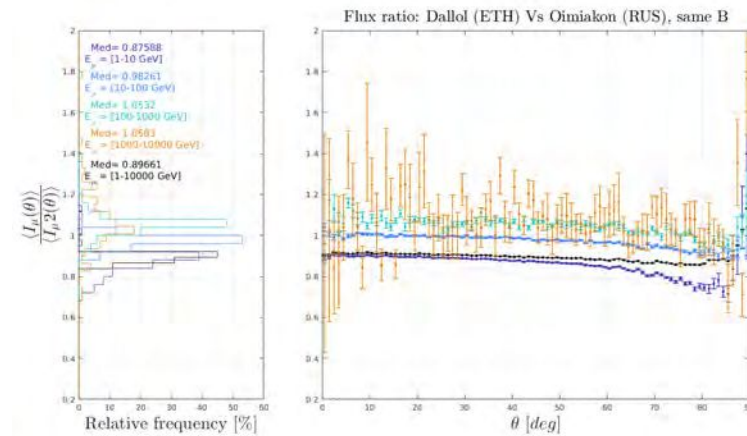
Despite the fact that the temperatures are very different at ground level, all temperatures decrease with increasing altitude (up to 10–15 km altitude) regardless of their location. Then, the temperatures increase in the stratosphere and decrease in the mesosphere. We notice that the change of behavior of the curve at Oimiakon is made at lower altitude. Indeed, the stratosphere starts lower at the pole. The relative humidity (RH) increases globally with altitude and is maximum at Oimiakon at high altitude, at 2 km Dallol have the highest RH and on the ground the values are almost the same everywhere on the globe in Figure 11.

Muons are typically produced at an altitude of 10–15 km (troposphere/stratosphere boundary). Their abundance is affected by the density differences in the atmosphere either by direct re-interaction or by modification of their parent mesons survival probabilities before decay [63,64]. The effect is more important for high-energy muons, which result from high-energy mesons with larger lifetime due to time dilation and therefore with longer paths in the atmosphere; thus, high-energy muons rates are more sensitive to temperature changes.

Figure 12 presents the normalized intensity distribution when considering different energy ranges: 1–10 GeV, 10–100 GeV, 100–10<sup>3</sup> GeV, 10<sup>3</sup>–10<sup>4</sup> GeV and the distribution for the whole energy range. The histogram of varying flux ratio values over zenith angle is meant to highlight the existence of systematic bias over the entire range of zenith values. It shows that when considering a larger energy range, the intensity distribution tends to a narrow peak centered at  $0.90 \pm 0.26$ , the median value, which means that the flux is 10% higher in Oimiakon (Russia) than in Dallol (Ethiopia); however, this statement is only

valid for the integration over the total energy range. Right panel shows the flux ratio for different zenith angles  $\theta$  in the range 0 to 90°, when considering the same energy ranges. It shows that in Dallol the flux is higher for high energies (100 to 10<sup>4</sup> GeV, in green and yellow), and lower in Oimiakon. For lower energies, the flux ratio is higher in Dallol (1 to 100 GeV, in light and dark blue), and lower in Oimiakon. These effects increase with the zenith angle  $\theta$ . Statistical errors of fluxes simulations are fixed to 1  $\sigma$ .

Knowing that Dallol is hotter than Oimiakon, we understand that the flux is higher in Oimiakon for high energy muons. At low energy, the integrated flux is higher in Dallol.



**Figure 12.** (Left panel) Histogram of flux ratio values computed over the zenith angle range (details are shown in the right figure) for several energies range from 1 to 10,000 GeV (in color) and for the whole energy range (in black). (Right panel) Flux ratio as a function of the zenith angle theta of two extreme temperature atmosphere for the same energy ranges as left panel. The different atmosphere conditions are (1) Dallol (Ethiopia) (2) Oimiakon (Russia), 12/30/20, with constant geomagnetic field and altitude. The latter is the reference flux (ratio denominator). Med corresponds to the median value in each energy range.

We estimated and summarized the maximum observed variations for the studied effects: magnetic field, altitude and state of the atmosphere (extreme and seasonal effect: summer vs. winter) for several muon energy ranges in Table 2. Altitude effect is the most impacting and the observed flux fluctuations are all dependent on the muon energy ranges for all effects. Seasonal effects have less impact than extreme atmospheres.

**Table 2.** Maximum observed variations comparing two CORSIKA fluxes for the studied effects: magnetic field, altitude and state of the atmosphere (extreme and seasonal effect) for several muon energy ranges.

	1–10,000 GeV	1–10 GeV	1000–10,000 GeV
<b>Magnetic field</b>	5 ( $\pm 4$ )%	6 ( $\pm 1$ )%	0.2 ( $\pm 1$ )%
<b>Altitude:</b>			
- 1000 m/0 m	15 ( $\pm 1$ )%	17 ( $\pm 2.5$ )%	7 ( $\pm 2.7$ )%
- 5000 m/0 m	115 ( $\pm 10$ )%	106 ( $\pm 25$ )%	2 ( $\pm 1$ )%
<b>Atmosphere:</b>			
- Extreme	10 ( $\pm 7$ )%	13 ( $\pm 10$ )%	5 ( $\pm 10$ )%
- Seasonal	8 ( $\pm 1$ )%	9 ( $\pm 3$ )%	2 ( $\pm 10$ )%

#### 4. Conclusions

In this paper, we presented a muon flux simulation workflow accounting for muon-atmosphere interactions, based on the CORSIKA framework. We detailed our simulation strategy and the various relevant inputs from the hadronic interactions models to the atmosphere conditions. In particular, we used meteorological ERA5 pressure and temperature datasets to compute the required atmospheric density profiles. The workflow has been cross-validated against experimental evidences and standard semi-empiric models found in the literature. Simulations prove themselves to be a powerful tools to study and make predictions on tiny effects induced by the geomagnetic field, detection altitude or the atmospheric seasonal variations. The altitude effect seems to be the most important. In Lyon for example, at 1000 m altitude, the flux is 17% higher than at sea level. At medium latitude, seasonal effects affect the muon flux by modifying these proportions at high and low energy for a higher overall integrated flux at low temperatures (in winter). By analyzing the role of the temperature (and the atmospheric density) in this process with extreme atmospheres, we find the same results (~10%). In contrast, the short term effects, such as an atmospheric depression, are not visible. An increase in the geomagnetic field exclusively increases the flux of low energy muons (~5%) and only the horizontal component  $B_x$  variation seems to play a role. Atmospheric impact appears to be dominant over the geomagnetic field effect for opposites latitudes (poles/equator). Those effects are of increasing importance when one wants to produce muon imagery and/or long-term internal state surveys, on both ends of the opacity spectrum. Low-opacity targets imagery is controlled by low-energy muons filtered out by the density of the atmosphere. On the other side, high opacity targets imagery is largely affected by the process at stake for high-energy muon production. This study opens the gate to develop semi-empiric formulas predicting the evolution of the muon energy spectrum for each zenith angle, in relation with the atmospheric state. These formulas will be useful to correct recorded muon fluxes on the fly, when direct open-sky measurements are not available or not sufficiently refined in terms of energy description.

**Author Contributions:** Conceptualization, A.C. (Amélie Cohu), J.M.; methodology, A.C. (Amélie Cohu), M.T.; software, A.C. (Amélie Cohu), M.T., A.C. (Antoine Chevalier); validation, J.M.; formal analysis, A.C. (Amélie Cohu); investigation, A.C. (Amélie Cohu); resources, J.-C.L., J.M.; data curation, J.M.; writing—original draft preparation, J.M.; writing—review and editing, J.M.; visualization, A.C. (Amélie Cohu); supervision, J.M.; project administration, J.M.; funding acquisition, J.M. All authors have read and agreed to the published version of the manuscript.

**Funding:** This research received no external funding.

**Institutional Review Board Statement:** Not applicable.

**Informed Consent Statement:** Not applicable.

**Data Availability Statement:** The ECMWF data are available from <https://www.ecmwf.int/>, accessed on 1 August 2022. Geomagnetic field components are generated by the NOAA geomagnetic calculator.

**Acknowledgments:** This work was the subject of a CIFRE agreement between the ArcelorMittal Maizières Research SA and IP2I (Lyon). We are grateful Justine Terrasse. We thank the editor and two anonymous reviewers for their constructive comments and suggestions, which helped to improve our work.

**Conflicts of Interest:** The authors declare no conflict of interest.

#### References

1. Adamson, P.; Andreopoulos, C.; Arms, K.; Armstrong, R.; Auty, D.; Ayres, D.; Backhouse, C.; Barnett, J.; Barr, G.; Barrett, W.; et al. Observation of muon intensity variations by season with the MINOS far detector. *Phys. Rev. D* **2010**, *81*, 012001. [[CrossRef](#)]
2. Tramontini, M.; Rosas-Carbajal, M.; Nussbaum, C.; Gibert, D.; Marteau, J. Middle-atmosphere dynamics observed with a portable muon detector. *Earth Space Sci.* **2019**, *6*, 1865–1876. [[CrossRef](#)]
3. Jourde, K.; Gibert, D.; Marteau, J.; de Bremond d’Ars, J.; Gardien, S.; Girerd, C.; Ianigro, J.C. Monitoring temporal opacity fluctuations of large structures with muon radiography: A calibration experiment using a water tower. *Sci. Rep.* **2016**, *6*, 23054. [[CrossRef](#)] [[PubMed](#)]

4. Tanaka, H.K.; Kusagaya, T.; Shinohara, H. Radiographic visualization of magma dynamics in an erupting volcano. *Nat. Commun.* **2014**, *5*, 3381. [\[CrossRef\]](#)
5. Fehr, F.; The TOMUVOL Collaboration. Density imaging of volcanos with atmospheric muons. *J. Phys. Conf. Ser.* **2012**, *375*, 052019. [\[CrossRef\]](#)
6. Lesparre, N.; Gibert, D.; Marteau, J.; Komorowski, J.C.; Nicollin, F.; Coutant, O. Density muon radiography of La Soufrière of Guadeloupe volcano: comparison with geological, electrical resistivity and gravity data. *Geophys. J. Int.* **2012**, *190*, 1008–1019. [\[CrossRef\]](#)
7. Jourde, K.; Gibert, D.; Marteau, J.; de Bremond d’Ars, J.; Komorowski, J.C. Muon dynamic radiography of density changes induced by hydrothermal activity at the La Soufrière of Guadeloupe volcano. *Sci. Rep.* **2016**, *6*, 33406. [\[CrossRef\]](#)
8. Rosas-Carbajal, M.; Jourde, K.; Marteau, J.; Deroussi, S.; Komorowski, J.C.; Gibert, D. Three-dimensional density structure of La Soufrière de Guadeloupe lava dome from simultaneous muon radiographies and gravity data. *Geophys. Res. Lett.* **2017**, *44*, 6743–6751. [\[CrossRef\]](#)
9. Morishima, K.; Kuno, M.; Nishio, A.; Kitagawa, N.; Manabe, Y.; Moto, M.; Takasaki, F.; Fujii, H.; Satoh, K.; Kodama, H.; et al. Discovery of a big void in Khufu’s Pyramid by observation of cosmic-ray muons. *Nature* **2017**, *552*, 386–390. [\[CrossRef\]](#)
10. Procureur, S.; Attié, D. Development of high-definition muon telescopes and muography of the Great Pyramid. *Comptes Rendus Phys.* **2019**, *20*, 521–528. [\[CrossRef\]](#)
11. Avgitas, T.; Elles, S.; Goy, C.; Karyotakis, Y.; Marteau, J. Muography applied to archaeology. *arXiv* **2022**, arXiv:2203.00946.
12. Alfaro, R.; Belmont-Moreno, E.; Cervantes, A.; Grabski, V.; López-Robles, J.; Manzanilla, L.; Martínez-Dávalos, A.; Moreno, M.; Menchaca-Rocha, A. A muon detector to be installed at the Pyramid of the Sun. *Rev. Mex. Física* **2003**, *49*, 54–59.
13. Alvarez, L.W.; Anderson, J.A.; El Bedwei, F.; Burkhard, J.; Fakhry, A.; Girgis, A.; Goneid, A.; Hassan, F.; Iverson, D.; Lynch, G.; et al. Search for hidden chambers in the pyramids. *Science* **1970**, *167*, 832–839. [\[CrossRef\]](#) [\[PubMed\]](#)
14. Guardincerri, E.; Rowe, C.; Schultz-Fellenz, E.; Roy, M.; George, N.; Morris, C.; Bacon, J.; Durham, M.; Morley, D.; Plaud-Ramos, K.; et al. 3D cosmic ray muon tomography from an underground tunnel. *Pure Appl. Geophys.* **2017**, *174*, 2133–2141. [\[CrossRef\]](#)
15. Marteau, J.; de Bremond d’Ars, J.; Gibert, D.; Jourde, K.; Ianigro, J.C.; Carlus, B. DIAPHANE: Muon tomography applied to volcanoes, civil engineering, archaeology. *J. Instrum.* **2017**, *12*, C02008. [\[CrossRef\]](#)
16. Chevalier, A.; Rosas-Carbajal, M.; Gibert, D.; Cohu, A.; Carlus, B.; Ianigro, J.C.; Bouvier, F.; Marteau, J. Using mobile muography on board a Tunnel boring machine to detect man-made structures. In *AGU Fall Meeting Abstracts*; AGU: Washington, DC, USA, 2019; Volume 2019, p. NS43B-0839.
17. Borozdin, K.; Greene, S.; Lukić, Z.; Milner, E.; Miyadera, H.; Morris, C.; Perry, J. Cosmic ray radiography of the damaged cores of the Fukushima reactors. *Phys. Rev. Lett.* **2012**, *109*, 152501. [\[CrossRef\]](#)
18. Baccani, G.; Bonechi, L.; Borselli, D.; Ciaranfi, R.; Cimmino, L.; Ciulli, V.; D’Alessandro, R.; Fratticioli, C.; Melon, B.; Noli, P.; et al. The MIMA project. Design, construction and performances of a compact hodoscope for muon radiography applications in the context of archaeology and geophysical prospections. *J. Instrum.* **2018**, *13*, P11001. [\[CrossRef\]](#)
19. Tang, A.; Horton-Smith, G.; Kudryavtsev, V.A.; Tonazzo, A. Muon simulations for Super-Kamiokande, KamLAND, and CHOOZ. *Phys. Rev. D* **2006**, *74*, 053007. [\[CrossRef\]](#)
20. Shukla, P.; Sankrith, S. Energy and angular distributions of atmospheric muons at the Earth. *Int. J. Mod. Phys. A* **2018**, *33*, 1850175. [\[CrossRef\]](#)
21. Honda, M.; Kajita, T.; Kasahara, K.; Midorikawa, S.; Sanuki, T. Calculation of atmospheric neutrino flux using the interaction model calibrated with atmospheric muon data. *Phys. Rev.* **2007**, *D75*, 043006. [\[CrossRef\]](#)
22. Guan, M.; Chu, M.C.; Cao, J.; Luk, K.B.; Yang, C. A parametrization of the cosmic-ray muon flux at sea-level. *arXiv* **2015**, arXiv:1509.06176.
23. Gaisser, T.K. *Cosmic Rays and Particle Physics*; Cambridge University Press: Cambridge, UK, 1990.
24. Carminati, G.; Bazzotti, M.; Margiotta, A.; Spurio, M. Atmospheric MUons from PArametric formulas: A fast GEnerator for neutrino telescopes (MUPAGE). *Comput. Phys. Commun.* **2008**, *179*, 915–923. [\[CrossRef\]](#)
25. Fedynitch, A.; Engel, R.; Gaisser, T.K.; Riehn, F.; Stanev, T. MCEq—Numerical code for inclusive lepton flux calculations. In *Proceedings of the 34th International Cosmic Ray Conference PoS(ICRC2015)*, Hague, The Netherlands, 30 July–6 August 2015; p. 1129. [\[CrossRef\]](#)
26. Fedynitch, A.; Becker Tjus, J.; Desiati, P. Influence of hadronic interaction models and the cosmic ray spectrum on the high energy atmospheric muon and neutrino flux. *Phys. Rev. D* **2012**, *86*, 114024. [\[CrossRef\]](#)
27. Fedynitch, A.; Dembinski, H.; Engel, R.; Gaisser, T.K.; Riehn, F.; Stanev, T. A state-of-the-art calculation of atmospheric lepton fluxes. In *Proceedings of the 35th International Cosmic Ray Conference (ICRC2017)*, Busan, Korea, 10–20 July 2017; p. 1019. [\[CrossRef\]](#)
28. Fedynitch, A.; Riehn, F.; Engel, R.; Gaisser, T.K.; Stanev, T. Hadronic interaction model Sibyll 2.3 c and inclusive lepton fluxes. *Phys. Rev. D* **2019**, *100*, 103018. [\[CrossRef\]](#)
29. Fedynitch, A.; Engel, R.; Gaisser, T.K.; Riehn, F.; Stanev, T. Calculation of conventional and prompt lepton fluxes at very high energy. *arXiv* **2015**, arXiv:1503.00544.
30. Sato, T. Analytical model for estimating terrestrial cosmic ray fluxes nearly anytime and anywhere in the world: Extension of PARMA/EXPACS. *PLoS ONE* **2015**, *10*, e0144679. [\[CrossRef\]](#)

31. Hagmann, C.; Lange, D.; Wright, D. *Monte Carlo Simulation of Proton-Induced Cosmic Ray Cascades in the Atmosphere*; Technical Report; Lawrence Livermore National Lab. (LLNL): Livermore, CA, USA, 2007.
32. Hagmann, C.; Lange, D.; Verbeke, J.; Wright, D. *Cosmic-Ray Shower Library (CRY)*; Lawrence Livermore National Laboratory Document UCRL-TM-229453; Lawrence Livermore National Laboratory: Livermore, CA, USA, 2012.
33. Oláh, L.; Varga, D. Investigation of soft component in cosmic ray detection. *Astropart. Phys.* **2017**, *93*, 17–27. [[CrossRef](#)]
34. Papini, P.; Grimani, C.; Stephens, S. An estimate of the secondary-proton spectrum at small atmospheric depths. *Il Nuovo Cimento C* **1996**, *19*, 367–387. [[CrossRef](#)]
35. Agostinelli, S.; Allison, J.; Amako, K.a.; Apostolakis, J.; Araujo, H.; Arce, P.; Asai, M.; Axen, D.; Banerjee, S.; Barrand, G.; et al. GEANT4—A simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrom. Detect. Assoc. Equip.* **2003**, *506*, 250–303. [[CrossRef](#)]
36. Heck, D.; Schatz, G.; Knapp, J.; Thouw, T.; Capdevielle, J. *CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers*; Technical Report; Citeseer: State College, PA, USA, 1998; 6019
37. Heck, D.; Pierog, T. *Extensive Air Shower Simulation with CORSIKA: A User's Guide*; Version 7.6300 from 22 September 2017; Institut für Kernphysik: Mainz, Germany, 2017.
38. Clay, J. Penetrating radiation II. *Proc. R. Acad. Sci. Amst.* **1928**, *31*, 1091–1097.
39. Biallass, P.; Hebbeker, T. Parametrization of the cosmic muon flux for the generator CMSCGEN. *arXiv* **2009**, arXiv:0907.5514.
40. Wentz, J.; Brancus, I.M.; Bercuci, A.; Heck, D.; Oehlschläger, J.; Rebel, H.; Vulcanescu, B. Simulation of Atmospheric Muon and Neutrino Fluxes with CORSIKA. *Phys. Rev. D* **2003**, *67*, 073020. [[CrossRef](#)]
41. Mitrica, B.; Brancus, I.; Rebel, H.; Wentz, J.; Bercuci, A.; Toma, G.; Aiftimiei, C.; Duma, M. Experimentally guided Monte Carlo calculations of the atmospheric muon and neutrino flux. *Nucl. Phys. B-Proc. Suppl.* **2006**, *151*, 295–298. [[CrossRef](#)]
42. Pethuraj, S.; Majumder, G.; Datar, V.; Mondal, N.; Mondal, S.; Nagaraj, P.; Ravindran, K.; Saraf, M.; Satyanarayana, B.; Shinde, R.; et al. Azimuthal Dependence of Cosmic Muon Flux by 2 m × 2 m RPC Stack at IICHEP-Madurai and Comparison with CORSIKA and HONDA Flux. In Proceedings of the XXIII DAE High Energy Physics Symposium, Chennai, India, 10–15 December 2018; pp. 807–812.
43. Kovylyayeva, A.; Dmitrieva, A.; Tolkacheva, N.; Yakovleva, E. Calculations of temperature and barometric effects for cosmic ray flux on the Earth surface using the CORSIKA code. *Phys. Conf. Ser.* **2013**, *409*, 012128. [[CrossRef](#)]
44. Useche, J.; Avila, C. Estimation of cosmic-muon flux attenuation by Monserrate Hill in Bogota. *arXiv* **2018**, arXiv:1810.04712.
45. Hörandel, J.R. On the knee in the energy spectrum of cosmic rays. *Astropart. Phys.* **2003**, *19*, 193–220. [[CrossRef](#)]
46. Wiebel-Sooth, B.; Biermann, P.L.; Meyer, H. Cosmic Rays VII. Individual element spectra: Prediction and data. *arXiv* **1997**, arXiv:astro-ph/9709253.
47. Spurio, M. The cosmic rays and our galaxy. In *Particles and Astrophysics*; Springer: Berlin/Heidelberg, Germany, 2015; pp. 23–54.
48. Nesterenok, A. Numerical calculations of cosmic ray cascade in the Earth's atmosphere -Results for nucleon spectra. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. Mater. Atoms* **2013**, *295*, 99–106. [[CrossRef](#)]
49. Pethuraj, S.; Datar, V.; Majumder, G.; Mondal, N.; Ravindran, K.; Satyanarayana, B. Measurement of azimuthal dependent cosmic muon flux by 2mx2m RPC stack near Equator at IICHEP-Madurai. *arXiv* **2019**, arXiv:1905.00739.
50. Heck, D. *The CURVED Version of the Air Shower Simulation Program CORSIKA*; Technical Report; Forschungszentrum Karlsruhe: Karlsruhe, Germany, 2004.
51. Usoskin, I.G.; Kovaltsov, G.A. Cosmic ray induced ionization in the atmosphere: Full modeling and practical applications. *J. Geophys. Res.* **2006**, *111*, D21206. [[CrossRef](#)]
52. Apel, W.; Asch, T.; Badea, A.; Bahren, L.; Bekk, K.; Bercuci, A.; Bertaina, M.; Biermann, P.; Blumer, J.; Bozdog, H.; et al. Progress in air shower radio measurements: Detection of distant events. *Astropart. Phys.* **2006**, *26*, 332–340. [[CrossRef](#)]
53. Heck, D. Extensive Air Shower Simulations with CORSIKA and the Influence of High-Energy Hadronic Interaction Models. *arXiv* **2001**, arXiv:astro-ph/0103073.
54. Engel, R.; Heck, D.; Pierog, T. Extensive Air Showers and Hadronic Interactions at High Energy. *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **2011**, *61*, 467–489. [[CrossRef](#)]
55. Tapia, A.; Dueñas, D.; Rodríguez, J.; Betancourt, J.; Caicedo, D. First Monte Carlo Simulation Study of Galeras Volcano Structure Using Muon Tomography. In Proceedings of the 38th International Conference on High Energy Physics, ICHEP 2016, Chicago, IL, USA, 3–10 August 2016.
56. Atri, D. Hadronic interaction models and the angular distribution of cosmic ray muons. *arXiv* **2013**, arXiv:1309.5874.
57. Klepser, S. *CORSIKA: Extensive Air Shower Simulation*; Springer: Berlin, Germany, 2006; p. 29.
58. Mitrica, B.; Petcu, M.; Saftoiu, A.; Brancus, I.; Sima, O.; Rebel, H.; Haungs, A.; Toma, G.; Duma, M. Investigation of cosmic ray muons with the WILLI detector compared with the predictions of theoretical models and with semi-analytical formulae. *Nucl. Phys. B-Proc. Suppl.* **2009**, *196*, 462–465. [[CrossRef](#)]
59. Cazon, L.; Conceicao, R.; Pimenta, M.; Santos, E. A model for the transport of muons in extensive air showers. *Astropart. Phys.* **2012**, *36*, 211–223. [[CrossRef](#)]
60. Velinov, P.; Mishev, A. Cosmic ray induced ionization in the atmosphere estimated with CORSIKA code simulations. *C. R. Acad. Bulg. Des Sci.* **2007**, *60*, 493.

61. Abreu, P.; Aglietta, M.; Ahlers, M.; Ahn, E.; Albuquerque, I.F.d.M.; Allard, D.; Allekotte, I.; Allen, J.; Allison, P.; Almela, A.; et al. Description of atmospheric conditions at the Pierre Auger Observatory using the global data assimilation system (GDAS). *Astropart. Phys.* **2012**, *35*, 591–607. [[CrossRef](#)]
62. Copernicus Climate Change Service Climate Data Store (CDS). *ERA5: Fifth Generation of ECMWF Atmospheric Reanalyses of the Global Climate*; CCCS: Singapore, 2017; Volume 15.
63. Gaisser, T.K.; Engel, R.; Resconi, E. *Cosmic Rays and Particle Physics*; Cambridge University Press: Cambridge, UK, 2016.
64. Grashorn, E.; De Jong, J.; Goodman, M.; Habig, A.; Marshak, M.L.; Mufson, S.; Osprey, S.; Schreiner, P. The atmospheric charged kaon/pion ratio using seasonal variation methods. *Astropart. Phys.* **2010**, *33*, 140–145. [[CrossRef](#)]

### B.3. Tercera publicación



ACADÉMIE  
DES SCIENCES  
INSTITUT DE FRANCE

# Comptes Rendus

## Géoscience

*Sciences de la Planète*


Matías Tramontini, Marina Rosas-Carbajal, Fabio Iván Zyserman,  
Laurent Longuevergne, Christophe Nussbaum and Jacques Marteau

**Defining the sensitivity of cosmic ray muons to groundwater storage changes**

Volume 356 (2024), p. 177-194

Online since: 20 November 2024

<https://doi.org/10.5802/crgeos.277>

 This article is licensed under the  
CREATIVE COMMONS ATTRIBUTION 4.0 INTERNATIONAL LICENSE.  
<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>



*The Comptes Rendus. Géoscience — Sciences de la Planète are a member of the  
Mersenne Center for open scientific publishing  
[www.centre-mersenne.org](http://www.centre-mersenne.org) — e-ISSN : 1778-7025*



ACADÉMIE  
DES SCIENCES  
INSTITUT DE FRANCE

Comptes Rendus. Géoscience — Sciences de la Planète  
2024, Vol. 356, p. 177-194  
<https://doi.org/10.5802/crgeos.277>

Research article

## Defining the sensitivity of cosmic ray muons to groundwater storage changes

Matías Tramontini<sup>\*,\*,a</sup>, Marina Rosas-Carbajal<sup>\*,b</sup>, Fabio Iván Zyserman<sup>\*,a</sup>,  
Laurent Longuevergne<sup>\*,c</sup>, Christophe Nussbaum<sup>\*,d</sup> and Jacques Marteau<sup>\*,e</sup>

<sup>a</sup> CONICET - Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata, Argentina

<sup>b</sup> Université de Paris, Institut de Physique du Globe de Paris, CNRS, UMR 7154, F-75238 Paris, France

<sup>c</sup> Geosciences Rennes – UMR 6118, Univ. Rennes, CNRS, 35000 Rennes, France

<sup>d</sup> Swiss Geological Survey at Swisstopo, Seftigenstrasse 264, CH-3084 Wabern, Switzerland

<sup>e</sup> Institut de Physique des 2 Infinis de Lyon, UMR 5822, CNRS-IN2P3, Université de Lyon, Université Claude Bernard Lyon 1, France

E-mail: [mtramontini@fcaglp.unlp.edu.ar](mailto:mtramontini@fcaglp.unlp.edu.ar) (M. Tramontini)

**Abstract.** Quantifying groundwater storage variations is key for sustainable water resource management, estimating droughts and climate change impacts, and the environmental protection of the Critical Zone. Despite the many geophysical methods traditionally used to indirectly infer groundwater storage, there is still a gap in the spatial and temporal scales covered. Furthermore, the groundwater mass quantification is usually done through proxies as few methods characterize a physical property directly linked to the volumetric water content. In this work we employ for the first time, the muography method to investigate groundwater variations at the scale of 100 m. We study a mountainous karstic aquifer in the Mont Terri Underground Rock Laboratory (URL), Switzerland. We use a muon detector to compute a muon image of average density, and to study muon rate variations over time. After correcting these variations for atmospheric effects, we interpret the muon time series in terms of groundwater storage changes. Comparisons with river stream flow, and volumetric soil water content data, show similar variation patterns to the groundwater estimates from our muon measurements. Since we only observe significant changes in a particular region of the whole volume scanned by our detector, we analyze in detail the role of the geometrical setup in the sensitivity of muography to groundwater variations. We find that the geometrical relationship between the trajectories of detected muons and the topography has a significant effect in the amplitude of the detected variations. This finding points to a potential muon-based groundwater storage monitoring with optimized experimental setups to amplify the groundwater storage signal.

**Keywords.** Muography, Groundwater variations, Hydrogeophysics.

**Funding.** Swisstopo.

Manuscript received 28 June 2024, revised 21 October 2024, accepted 29 October 2024.

### 1. Introduction

The external surface of the continents, extending from the outer limits of the vegetation down to and including the zone of groundwater, has been called “the Critical Zone” to highlight its crucial role for the

\*Corresponding author



“availability of life-sustaining resources” [Gaillardet *et al.*, 2018]. While surface freshwater storage components (streams, lakes, snow, glaciers) are easily observable components of our landscapes, a major part of continental water resources resides below ground in groundwater systems and is broadly inaccessible to direct observations. Groundwater systems are hosted in thick and complex heterogeneous aquifers [Gleeson *et al.*, 2014]. Water flows slowly in geological layers over depths up to kilometers, locally intercepting the surface where it interacts with rivers or wetlands, and therefore atmosphere and ocean [Alley *et al.*, 2002].

Geophysical methods are key for characterizing and monitoring the subsurface part of hydrological systems, at spatial and temporal scales ranging from the pore scale to kilometers, and from seconds to years [Hermans *et al.*, 2023]. These are indirect methods that infer different physical properties of the subsurface, such as electrical resistivity [McGarr *et al.*, 2021], seismic velocity [Blazevic *et al.*, 2020], density [Crossley *et al.*, 2013], spontaneous potential [Grobbe *et al.*, 2021], and hydrogen content of pore fluid [Schmidt and Rempe, 2020], which are related to volumetric water content. Satellite-based methods such as Interferometry of Synthetic Aperture Radar (InSAR), and the Gravity Recovery and Climate Experiment (GRACE) are crucial tools that can be used to quantify groundwater storage changes across large geographical areas. InSAR provides precise surface deformation measurements with a precision on the order of a few mm/year across areas ranging from 100 km<sup>2</sup> to 5000 km<sup>2</sup> [Castellazzi *et al.*, 2016], but its application is limited to aquifers that undergo measurable deformation due to poroelastic responses to changes in the water table. GRACE measures the Earth's gravity field with high sensitivity [Schmidt *et al.*, 2008], allowing it to detect mass changes equivalent to a water disk about 1 centimeter thick at the land surface, spanning a few hundred kilometers or more [Longuevergne *et al.*, 2010]. These techniques are effective for monitoring groundwater fluctuations at regional and basin scales [Leblanc *et al.*, 2009, Syed *et al.*, 2008], though their spatial resolution is limited and not suitable for detailed local studies, typically on the order of hundreds of meters.

Cosmic-ray geophysical methods offer promising alternatives for soil moisture estimation and

groundwater assessment at intermediate spatial scales. Cosmic-ray neutron sensing has proven effective in estimating soil moisture content over areas spanning several hundred meters, providing near-surface volumetric soil moisture measurements [Evans *et al.*, 2016, Köhli *et al.*, 2015]. Similarly, the attenuation of underground cosmic-ray electron flux has been proven to be sensitive to variations in soil water content following rainfall events [Taketa *et al.*, 2022]. However, these methods are limited to shallow depths, typically at the centimeter scale, offering insights primarily into the uppermost layers of soil. At this scale, there is a gap of geophysical methods that can accurately quantify groundwater variations, that is, that can directly relate the physical property measured to the volumetric water content in a specific area.

Muography is a rather recent geophysical method that is directly sensitive to the density of geological bodies. It makes use of cosmic-ray muons, which are sub-atomic particles generated from the interaction of cosmic rays with the Earth's atmosphere. Due to their penetrating nature, muons can reach deep underground, making them suitable for non-invasive imaging of geological bodies [Bonechi *et al.*, 2020]. Muography consists of measuring the attenuation of the natural muon flux arriving to the surface of the Earth after it traverses matter. By detecting the flux of muons from different directions, it is possible to reconstruct images of density contrasts in geological bodies. A key consideration of muography is that the detector must be positioned downhill or beneath the region of interest, as muons arrive from above. This positioning requirement makes tunnels and natural cavities suitable locations for deploying muon detectors, providing opportunities to apply the method. This imaging technique has been successfully applied to various geophysical applications [Bonomi *et al.*, 2020], including imaging of the density distribution of volcanic edifices [Bajou *et al.*, 2023, Rosas-Carbajal *et al.*, 2017], detecting hidden cavities [Moriyama *et al.*, 2017, Cimmino *et al.*, 2019], reconstructing the bedrock morphology underneath an active glacier [Nishiyama *et al.*, 2019], mapping underground structures [Borselli *et al.*, 2022], mining exploration of ore bodies [Beni *et al.*, 2023], and detecting the presence of discontinuities produced by karstic networks [Lesparre *et al.*, 2016], among other applications [Cohu *et al.*, 2023].

The continuous acquisition of muon data has shown promising potential to monitor hydrothermal activity in volcanoes, such as La Soufrière de Guadeloupe in the Lesser Antilles, France [Jourde *et al.*, 2016a, Le Gonidec *et al.*, 2019]. Muography has also been utilized for a time-lapse study of mass density changes over time [Oláh *et al.*, 2023], and for monitoring gravity-driven debris flows in the Sakurajima volcano, Japan [Oláh *et al.*, 2021]. The mentioned time-lapse and monitoring applications suggest that Muography could be key to bridge the current gap in groundwater storage estimations between the regional satellite and the punctual borehole measurements previously mentioned. Variations in groundwater content directly translate into fluctuations in the amount of matter encountered by muons as they reach underground detectors. This direct interplay between subsurface mass changes and muon rate measured could result in significant variations due to evolving water storage changes.

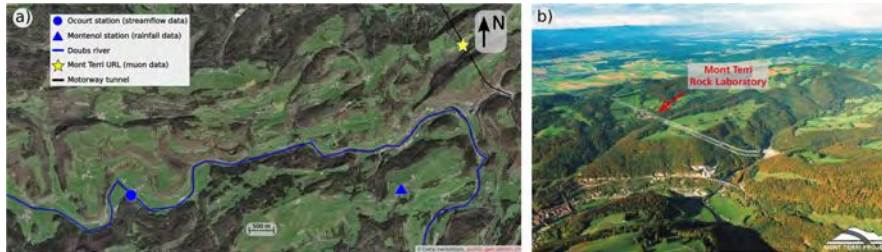
Previous work has established a correlation between middle-atmosphere temperature variations and the muon rate registered underground [Osprey *et al.*, 2009]. This finding highlighted the sensitivity of muography to atmospheric conditions and emphasized the importance of considering such external factors in the interpretation of underground muon measurements [Tramontini *et al.*, 2019], since this effect becomes increasingly significant as the overburden opacity of the site increases [Grashorn *et al.*, 2010].

In this work, we use Muography to study groundwater variations in the surroundings of the Mont Terri Underground Rock Laboratory (URL, Switzerland). After correcting for the atmospheric temperature effect, we analyze the muon rate variations from a series of continuous muon measurements, and we compare the corrected muon rates with different datasets associated to groundwater content. We propose a model to explain the differences in muon rate sensitivity to groundwater variations observed in the different regions scanned. We end with discussions about the implications for future experiments and potential uses of Muography in hydrogeophysics in general.

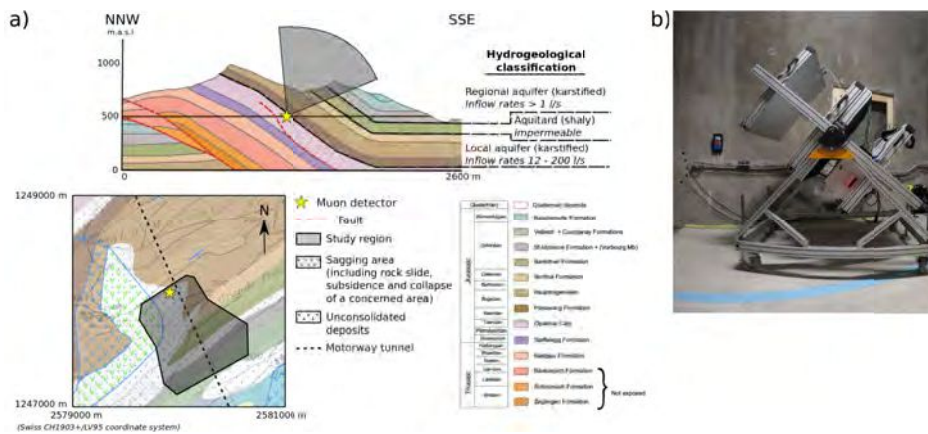
## 2. Experimental setup

The Mont Terri Underground Rock Laboratory (URL) is a research facility located in the Jura Mountains in Switzerland (Figure 1). The facility has been operational since 1996 and has been used for various research projects related to hydrogeological, geochemical, and geotechnical characterisation of a clay formation focused on radioactive waste and CO<sub>2</sub> storage, including more recently heat storage [Bossart *et al.*, 2018]. The geological profile and hydrogeological classification at the Mont Terri URL is presented in Figure 2a. The study region contains two distinct karstified aquifers, separated by a shaly aquitard. The local aquifer, located to the north of the valley, presents higher inflow rates compared to the regional aquifer located in the southern part. Based on the hydrogeological classification by Marschall *et al.* [2004], the local aquifer is primarily composed of sandy limestones that exhibit fissures and karstic features, with inflow rates ranging from 12 l·s<sup>-1</sup> to 200 l·s<sup>-1</sup> due to localised water-conducting features. Conversely, the regional aquifer comprises fissured and karstic limestones, with inflow rates exceeding 1 l·s<sup>-1</sup>. Acting as a barrier between these aquifers, the aquitard is composed of shaly marls, limestones and marly clay. Due to this distinct setup, the Mont Terri URL stands as an exceptional site for conducting muography experiments within the context of hydrogeological studies.

The muon detector used in this study was developed by the DIAPHANE project [e.g., Marteau *et al.*, 2012, 2017]. It consists of three detection matrices composed by  $N_x = 16$  and  $N_y = 16$  plastic scintillators bars, in the horizontal and vertical directions, which define  $16 \times 16$  pixels of  $5 \times 5$  cm<sup>2</sup> each (Figure 2b). The distance between the front and rear matrices is set to 100 cm. When a muon passes through the three matrices of the detector in time coincidence, an event is registered and the corresponding trajectory is reconstructed from the sets of pixels fired in each matrix. Muon detection is accomplished through the use of wavelength-shifting (WLS) optical fibers that transport the photons generated by the scintillators to the photomultipliers (PMTs) for detection. More details on the optoelectronic chain can be found in Marteau *et al.* [2014]. Due to the large rock volume under study in relation to the size of the detector, we admit a point-like approximation of the de-



**Figure 1.** (a) Mont Terri's placemarks. (b) Aerial view of Mont Terri, with motorway tunnel and rock laboratory. Image taken from the Mont-Terri URL website <https://www.mont-terri.ch>.



**Figure 2.** (a) Geological profile adapted from Nussbaum *et al.* [2017]. Hydrogeological classification from Marschall *et al.* [2004]. Geological map based on the Geological Atlas of Switzerland 1:25,000, map No. 40 "St-Ursanne", available through <https://map.geo.admin.ch>. (b) The muon detector deployed in the Mont Terri Underground Rock Laboratory (URL).

detector where events with pixels in the same relative direction are considered to correspond to the same trajectory [Lesparre *et al.*, 2010]. This approximation yields a total of  $(2N_x - 1) \times (2N_y - 1) = 961$  axes of observation  $\hat{r}_{i,j}$ , where  $(i, j) = (x, y)_{\text{front}} - (x, y)_{\text{rear}}$  and  $(x, y)_{\text{front}}$  and  $(x, y)_{\text{rear}}$  represent the  $(x, y)$  pixels in the front and the rear matrices, respectively. Thus, each  $\hat{r}_{i,j}$  correspond to a unique angular direction.

In this work, we use a muon dataset acquired by the muon detector deployed in the Mont Terri URL from October 2016 to February 2018. The dataset

encompasses 365 days of observations, accounting for data acquisition interruptions for work at the site. The detector was installed in the Niche IS, 220 m below the surface, with an inclination of  $65^\circ$  and oriented  $152^\circ\text{N}$ . Due to the employed setting, the range of length of rock traversed by the muons is of 200–500 m. Preceding the underground measurements, a calibration experiment was conducted by measuring the open-sky muon flux at the zenith [Lesparre *et al.*, 2010].

### 3. Methodology

#### 3.1. Computing the muon image

The physical quantity estimated by muography is the opacity,  $\rho$  (mwe), which represents the amount of matter traversed by the muons along their trajectories and is given by:

$$\rho(L) = \int_L \rho(l) dl = \langle \rho \rangle \times L, \quad (1)$$

where  $\rho$  ( $\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$ ) is the density of the medium,  $l$  is the coordinate measured along the trajectory of longitude  $L$  (m), and  $\langle \rho \rangle$  ( $\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$ ) is the average density along the trajectory.  $\rho$  is often expressed in mwe (meter water equivalent), where 1 mwe corresponds to  $100 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$ .

A muon image consists of presenting the estimated values of average density for each axis of observation of the muon detector  $\langle \rho(\hat{r}_{i,j}) \rangle$ . To obtain it, we first need to estimate the integrated muon flux,  $I$  ( $\text{cm}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$ ), which quantifies the flux of muons that have energies above a certain threshold. The dependency of this integrated flux with the opacity is expressed by

$$I(\rho, \theta) = \int_{E_{\min}(\rho)}^{\infty} \phi_{\mu}(E', \theta) dE', \quad (2)$$

where  $\theta$  is the zenith angle and  $E_{\min}(\rho)$  is the minimum energy required by a muon to traverse a given opacity  $\rho$ , and  $\phi_{\mu}$  ( $\text{cm}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{GeV}^{-1}$ ) is the differential muon flux, which represents the flux of muons with a given energy value.  $E_{\min}$  is computed by solving numerically  $E_{\min} - \int_0^{\rho} (dE/d\rho) d\rho = E_{\mu}$ , where  $E_{\mu} = 0.10566 \text{ GeV}$  is the muon rest energy and  $dE/d\rho$  accounts for the muon energy loss through matter and is described by the attenuation constants provided by the Particle Data Group tables [Workman *et al.*, 2022].

We estimate the integrated muon flux along each axis of observation as  $I(\hat{r}_{i,j}) = (N_{\mu}(\hat{r}_{i,j})) / (\Delta T \times \mathcal{F}(\hat{r}_{i,j}))$ , where  $N_{\mu}(\hat{r}_{i,j})$  is the number of muons detected along each axis of observation,  $\Delta T(s)$  is the acquisition duration, and  $\mathcal{F}(\hat{r}_{i,j})$  ( $\text{cm}^2\cdot\text{sr}$ ) is the direction-dependent acceptance function, which quantifies the detector's efficiency for detecting muons.  $\mathcal{F}(\hat{r}_{i,j})$  is obtained from a calibration experiment at open-sky conditions, where the measured muon rate is compared to

the theoretically expected integrated muon flux  $I^{\text{open-sky}}(\hat{r}_{i,j})$ :

$$\mathcal{F}(\hat{r}_{i,j}) = \frac{N_{\mu}^{\text{calib}}(\hat{r}_{i,j})}{\Delta T^{\text{calib}} \times I^{\text{open-sky}}(\hat{r}_{i,j})}, \quad (3)$$

where  $N_{\mu}^{\text{calib}}(\hat{r}_{i,j})$  and  $\Delta T^{\text{calib}}(s)$  are the number of muons registered along each axis of observation during the calibration experiment, and the calibration acquisition duration, respectively. The associated confidence interval is determined through error propagation [Bevington and Robinson, 2003]. To calculate  $I^{\text{open-sky}}(\hat{r}_{i,j})$  we follow Cohu *et al.* [2022]: we use the CORSIKA code [Heck *et al.*, 1998] to perform air shower simulations, and incorporate the primary flux parameterization at the top of the atmosphere described by Hörandel [2003].

Once the integrated muon flux is estimated, we use tabulated values of the  $(I, \rho, \theta)$  dependence to determine the opacity  $\rho(\hat{r}_{i,j})$ . For each value of integrated flux and its corresponding zenith angle  $(I(\hat{r}_{i,j}), \theta(\hat{r}_{i,j}))$  we do a 3-D interpolation in the  $(I, \rho, \theta)$  space. Finally, we use a 2-meters horizontal resolution Digital Elevation Model to compute the rock thickness traversed by the muons across the axes of observation,  $L(\hat{r}_{i,j})$ . Then, the average density muon image is given by  $\langle \rho(\hat{r}_{i,j}) \rangle = \rho(\hat{r}_{i,j}) / L(\hat{r}_{i,j})$ .

#### 3.2. Time series of muon rate

To study the influence of groundwater storage changes between the Mont Terri URL and the surface on our muon measurements, we create time series of the measured muon rate, that is, the number of muons measured per unit of time. Our muon detector can discriminate 961 different axes of observation. In order to improve the temporal resolution of the time series, we merge the signals from adjacent directions together when studying time variations [Jourde *et al.*, 2016b]. We compute the average cosmic muon rate time series,  $R$ , using a 30-day width Hamming moving average window [Hamming, 1998]. The associated confidence interval is determined as the standard deviation of the mean [Bevington and Robinson, 2003]. We assume that the time intervals between consecutive muon detections follow an exponential distribution [Leo, 1994], which is consistent with the assumption that  $R$  follows a Poisson process [Gaisser *et al.*, 2016].

Due to the significant amount of rock between the surface and the tunnel, only relatively high-energy muons arrive to our detector. Tramontini *et al.* [2019] showed that in this case the muon rate might be sensitive to temperature variations in the middle atmosphere and we therefore need to account for this effect before interpreting the time series in terms of groundwater variations. For this, we use the effective temperature  $T_{\text{eff}}$  (K) [Grashorn *et al.*, 2010], which is a weighted average of the atmospheric temperature profile, and the effective temperature coefficient  $\alpha_T$  [Barrett *et al.*, 1952], which gives the relative change in the muon rate  $R$  given a relative change in  $T_{\text{eff}}$ .  $\alpha_T$  depends on the zenith angle and the opacity and we follow Tramontini *et al.* [2019] to calculate its value. To account for the muon rate variations caused by temperature changes in the atmosphere we use the following equation:

$$\left(\frac{\Delta R}{\langle R \rangle}\right)_{\text{corrected}} = \frac{\Delta R}{\langle R \rangle} - \alpha_T \times \frac{\Delta T_{\text{eff}}}{\langle T_{\text{eff}} \rangle}, \quad (4)$$

where  $\Delta R = R - \langle R \rangle$ ,  $\Delta T_{\text{eff}} = T_{\text{eff}} - \langle T_{\text{eff}} \rangle$ ,  $\langle R \rangle$  is the mean muon rate and  $\langle T_{\text{eff}} \rangle$  is the mean effective temperature. We compute  $T_{\text{eff}}$  using the same 30-day width Hamming moving average window as  $R$ , and we compute  $\langle T_{\text{eff}} \rangle$  and  $\langle R \rangle$  for each uninterrupted acquisition period separately.

### 3.3. Time series of opacity

From the measured integrated muon flux, and the calibration experiment that provides the experimental acceptance, we estimate the corresponding opacity  $\rho$  (mwe), using the same tabulated values of the  $(I, \rho, \theta)$  dependence that we use for computing the muon image. As with  $R$ , we merge the signals from adjacent directions together when studying time variations to improve the temporal resolution of the time series. We compute the opacity variations time series as  $\Delta \rho = \rho - \langle \rho \rangle$ , where  $\langle \rho \rangle$  is the mean opacity. We compute  $\Delta \rho$  using the same 30-day width Hamming moving average window as  $R$ , and we compute  $\langle \rho \rangle$  for each uninterrupted acquisition period separately.

### 3.4. Time series of groundwater content

In this work, we use two parameters from the ERA5 and ERA5-Land climate reanalysis datasets, which

are produced by the European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF). These datasets assimilate global observations into atmospheric models to create a comprehensive and consistent dataset using the laws of physics [Hersbach *et al.*, 2020]. ERA5 provides hourly data on atmospheric, land-surface, and sea-state parameters. The data are available on regular latitude-longitude grids with a resolution of  $0.25^\circ \times 0.25^\circ$  ( $\sim 31$  km). The data covers atmospheric parameters at 37 pressure levels ranging from 1000 hPa to 1 hPa. For various land applications, ERA5-Land offers an improved accuracy by replaying the land component of ERA5 climate reanalysis [Muñoz-Sabater *et al.*, 2021]. ERA5-Land also provides an enhanced resolution of  $0.1^\circ \times 0.1^\circ$  ( $\sim 11$  km) and offers parameters on the four levels of the ECMWF surface model. We use these data to compute the time series of effective temperature in the atmosphere and correct for this effect in our muon time series, as presented previously.

From ERA5, we use the atmospheric temperature, spanning all 37 atmospheric pressure levels. From ERA5-LAND, we take the volumetric soil water content estimated across the four layers of the ECMWF surface model,  $v_i$  ( $\text{m}^3 \cdot \text{m}^{-3}$ ) ( $i = 1, 2, 3, 4$ ), which together encompasses the first 289 cm of soil. The corresponding thickness of each layer are  $\Delta h_1 = 7$  cm,  $\Delta h_2 = 21$  cm,  $\Delta h_3 = 72$  cm and  $\Delta h_4 = 189$  cm for the layer 1, 2, 3 and 4, respectively. This parameter is associated with soil texture or classification, soil depth, and the underlying groundwater level. Both parameters are listed four times a day (00:00, 06:00, 12:00, and 18:00 hr).

In addition, we analyse the stream flow of the Doubs River, measured at the Ocourt station, and the rainfall registered at the Montenol station for estimating the amount of groundwater within the study region (Figure 1a). The distance between these two stations is approximately 5 km. These datasets play an important role in hydrological processes and can serve as indicators of groundwater storage changes. Stream flow and rainfall data provide information about groundwater discharge and recharge, respectively. In order to compare the observed muon rate fluctuations to variations in groundwater content, we define the weighted volumetric soil water in the first 289 cm of soil,  $v$  ( $\text{m}^3 \cdot \text{m}^{-3}$ ), as  $v = (\sum_{i=1}^4 v_i \times \Delta h_i) / (\sum_{i=1}^4 \Delta h_i)$ . We compute  $v$  using a 30-day width Hamming moving

average window. We define  $\Delta v = v - \langle v \rangle$ , where  $\langle v \rangle$  is the mean weighted volumetric soil and is computed for each uninterrupted acquisition period separately.

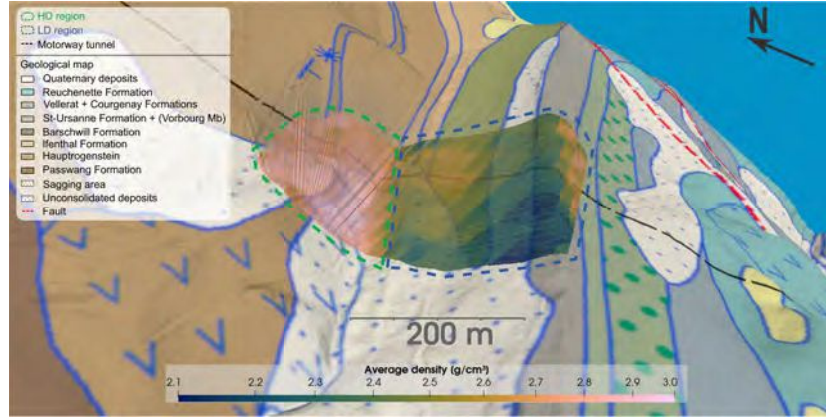
#### 4. Results

From the calibration experiment, we measured a total acceptance of  $(1385 \pm 67) \text{ cm}^2 \cdot \text{sr}$ , which we then used to calculate the muon image of average density for the whole measured period. In Figure 3 we present it, projected over the surface given by the intersection of the topography and each axis of observation, and superposed to the geological map (Figure 2a). We observe two distinct regions at each side of the valley: a high-density region to the north of the valley (HD) and a low-density region to its south (LD). Additionally, we observe a smaller region characterized by high densities located behind the southern ridge. Table 1 summarizes the volume of rock, average rock thickness, average muon rate, average opacity, average density and the estimated acceptance for the HD, LD, and combined (HD and LD) regions. Even if the LD region is characterized by a lower density, it has a higher opacity because of the larger amount of rock traversed by the muons.

Similar patterns can be observed between the average density values and the geological formations (cf. Figure 3). The HD region corresponds to sandy limestone formations that constitute the local aquifer (the Ifenthal, Hauptrogenstein and Passwang formations). The LD region corresponds to the local aquifer as well as the fissured and karstic limestones that compose the regional aquifer (mainly the Saint-Ursanne formation in the study region), along with the aquitard (the Barschwill formation). Mean density is spatially variable. Mid-density values are found on the crest of the mountain, which might also be linked to the larger thickness of the weathered rock. The high-density values located behind the southern ridge are partly correlated to the presence of the Saint-Ursanne formation. Note that as the density values obtained are averages through the muon paths, these values not only reflect the density of the outcrop formations, but also of the geological formations traversed in the subsurface. For instance, the LD region also intersects the Ifenthal, Hauptrogenstein and Passwang formations (Figure 2a).

We compute the muon rate time series for the three selected regions (cf. Methodology). As an example, the  $\langle R \rangle$  and  $\langle T_{\text{eff}} \rangle$  time series of the LD region are shown in Figure 4. We can observe a clear seasonal variation in the two time series, with lower muon rates and effective temperatures during winter. To correct the time series for the atmospheric temperature effect, we computed a specific effective temperature coefficient  $\alpha_T$  (cf. Table 2).  $\alpha_T$  remains constant within the defined uncertainty range. This arises from the dependence of  $\alpha_T$  on the mean value of  $E_{\text{min}} \times \cos(\theta)$ , which is associated with the production and propagation of muon parent particles through the atmosphere [Grashorn *et al.*, 2010, Gaisser *et al.*, 2016]. While  $E_{\text{min}}$  is higher in the LD region, the corresponding  $\cos(\theta)$  is lower. Conversely, in the HD region,  $E_{\text{min}}$  is lower, but  $\cos(\theta)$  is higher. As a result, these opposing effects on  $E_{\text{min}} \times \cos(\theta)$  balance each other. The corrected muon rate time series for each region are shown in Figure 5, now in terms of their relative changes  $(\Delta R / \langle R \rangle)_{\text{corrected}}$  computed using Equation (4). The time series of the HD and (HD and LD) regions seem stable after the temperature correction. But the LD region presents significant muon rate variations throughout the acquisition period, with amplitude variations from  $-4\%$  to  $4\%$  relative to the time series average value of 194 muons per day, and well above the 95% confidence interval.

To analyze the muon rate changes in the LD region, we present estimated time series of the relative soil water content, the Doubs river stream flow, and the rainfall precipitation (Figure 6, cf. Methodology). Note that the axis of the muon rate variations has been inverted in order to make the comparison with the relative soil water content straightforward. We also present the absolute opacity variations estimated from the corrected muon rate variations, together with the absolute volumetric soil water content (see Methodology). While the river streamflow and rainfall variations are not simple to analyze, the soil water content variations show similarities between groundwater content and the muon rate, and absolute opacity changes. Higher values of opacity (or, conversely, lower muon rates) seem to follow the increase in soil water content. However, we notice that in terms of groundwater storage, the scales are very different. If we consider for example the first increase in volumetric soil water content (Figure 6b),



**Figure 3.** Muon image of average density between the muon detector, located inside the Mont-Terri tunnel, and the surface. The detector's axes of observation are represented with gray lines. The average density values are plotted over the topography, together with the geological map. The black, green and blue dashed lines indicate the motorway tunnel, the HD region, and the LD region, respectively. A nearest-neighbour interpolation is used to account for the angular resolution of the axes of observation. The geological map is based on the Geological Atlas of Switzerland 1:25,000, map No. 40 "St-Ursanne", and is available through <https://map.geo.admin.ch>.

**Table 1.** The scanned volume of rock  $V$ , the average opacity  $\langle \rho \rangle$ , the average muon rate  $\langle R \rangle$ , the average rock thickness  $\langle L \rangle$ , the average density  $\langle \rho \rangle$  and the estimated acceptance  $\mathcal{F}$  in each region

Region	$V$ (m <sup>3</sup> )	$\langle \rho \rangle$ (mwe)	$\langle R \rangle$ (d <sup>-1</sup> )	$\langle L \rangle$ (m)	$\langle \rho \rangle$ (g·cm <sup>-3</sup> )	$\mathcal{F}$ (cm <sup>2</sup> ·sr)
High-density (HD)	$4.0 \times 10^6$	$600 \pm 50$	$605 \pm 7$	$230 \pm 14$	$2.82 \pm 0.2$	$984 \pm 45$
Low-density (LD)	$7.7 \times 10^6$	$800 \pm 200$	$194 \pm 5$	$339 \pm 81$	$2.5 \pm 0.1$	$401 \pm 22$
HD and LD	$11.0 \times 10^6$	$670 \pm 160$	$800 \pm 10$	$270 \pm 72$	$2.7 \pm 0.2$	$1385 \pm 67$

For  $\langle \rho \rangle$ ,  $\langle R \rangle$ ,  $\langle L \rangle$  and  $\langle \rho \rangle$ , the dispersion across the axes of observation within each region is also provided.

**Table 2.** Computed values of  $\alpha_T$  for each region

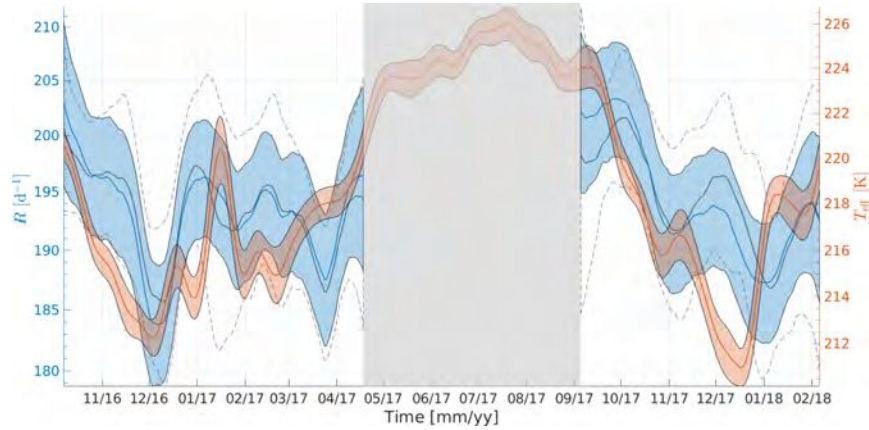
Region	$\alpha_T$
HD	$0.65 \pm 0.02_{\text{stat}} \pm 0.03_{\text{syst}}$
LD	$0.63 \pm 0.02_{\text{stat}} \pm 0.03_{\text{syst}}$
HD and LD	$0.65 \pm 0.02_{\text{stat}} \pm 0.03_{\text{syst}}$

a variation of approximately  $0.06 \text{ m}^3 \cdot \text{m}^{-3}$  can be observed. Since the total length of the considered layer is of 289 cm, this soil water content variation corresponds to a change of 0.17 mwe of opacity. However, the corresponding absolute opacity change is of

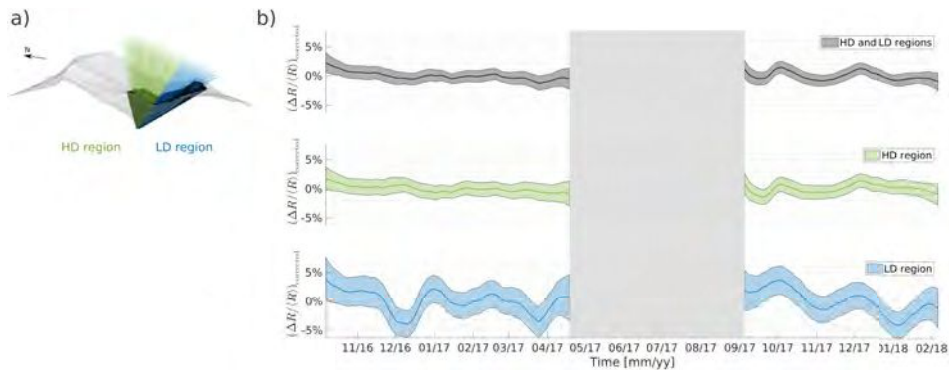
12 mwe, that is, almost an order of magnitude larger. We discuss the possible explanations for this misfit in the following Section.

## 5. Discussion

Our analyses suggest that the muon method is sensitive to the different rock formations above the Mont Terri URL (Figure 3), and that the corrected muon rate variations are linked to groundwater variations in these formations. But these variations are not observed in all the regions scanned by the detector, and it is not clear whether the difference in



**Figure 4.** Muon rate  $R$  in the Low-Density (LD) region and effective temperature  $T_{\text{eff}}$  time series represented as blue and orange lines, respectively. The colored surface delimits the 95% confidence interval. To illustrate the effect of the correction derived from Equation (4), the corrected muon rate in the LD region is shown as a gray line, with the corresponding 95% confidence interval outlined by dashed lines. The gray surface indicate a period where the muon data acquisition was interrupted for work at the Mont Terri URL.

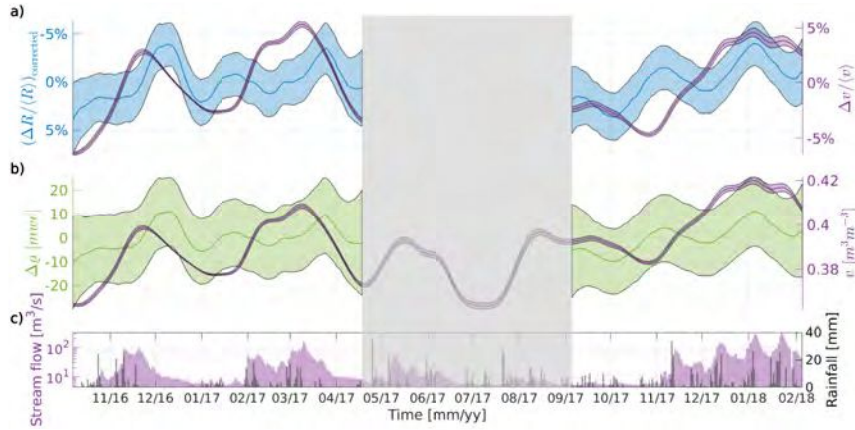


**Figure 5.** (a) Rock volume and axes of observation involved in each region studied. (b) Deviation from the mean of the filtered muon rate  $(\Delta R / \langle R \rangle)_{\text{corrected}}$  time series. The colored surface delimits the 95% confidence interval. The gray surface indicate a period where the muon data acquisition was interrupted for work at the Mont Terri URL.

the variations observed are due to the presence of aquifers and aquitards, or to a systematic sensitivity effect due to the experiment design. To analyse the relation between the muon rate and groundwater

variations, we first bring into consideration possible external sources of muon rate variations other than the effective atmospheric temperature effect. We then propose a method to quantify the influence





**Figure 6.** (a) Deviation from the mean of the filtered muon rate  $(\Delta R/\langle R \rangle)_{\text{corrected}}$  in the LD region and deviation from the mean of the weighted volumetric soil water  $\Delta v/\langle v \rangle$  represented as blue and purple lines, respectively. (b) Opacity deviations from the mean value in the LD region, and weighted volumetric soil water represented as green and purple lines, respectively. (c) Doubs river stream flow and rainfall datasets are represented as purple and gray bars, respectively. The colored surfaces delimits the 95% confidence interval. The gray surface indicate a period where the muon data acquisition was interrupted for work at the Mont Terri URL.

of the water table variation in our particular experiment, and then propose an interpretation for the results obtained.

### 5.1. External sources of muon rate variations

The natural flux of muons arriving to the Earth's surface can vary according to other effects than the atmospheric temperature change [Spurio, 2014]. We need to consider these effects before concluding that the registered variations are due to density changes in the scanned rock volume.

Due to the rather high opacity conditions under which we conducted this experiment (Table 1), the impact of barometric variations on the muon rate is negligible. Only low-energy muons of around 10 GeV are influenced by atmospheric pressure fluctuations [Lesparre *et al.*, 2010], and these are filtered out within the first meters of rock in our experimental setup. In our configuration, the minimum energy of detected muons ranges from  $\sim 140$  GeV to  $\sim 410$  GeV, when considering a medium of standard rock with a density of  $2.65 \text{ g/cm}^3$ . This correspond

to a barometric coefficient  $\beta_p$  below  $10^{-2}\%$  hPa [Sagisaka, 1986]. As a result, the effect on  $\Delta R/\langle R \rangle$  is of the order of 0.15%, calculated as the product of  $\beta_p$  and the difference between atmospheric pressure and its mean value.

The Earth's magnetic field deflects low-energy cosmic rays, stopping them from entering the atmosphere through the magnetosphere and generating muons. This geomagnetic influence is significant for muons arriving at sea level with energies up to  $\sim 5$  GeV [Spurio, 2014]. Considering that muons with energies between 1 GeV and 100 GeV lose energy as they traverse matter at a rate of  $\sim 0.25 \text{ GeV/mwe}$  [Groom *et al.*, 2001], the muons affected by the geomagnetic field variations would only be able to traverse  $\sim 20$  mwe. Similarly to the case of pressure variations, because of the overburden opacity of the Mont Terri URL the geomagnetic effect is negligible. In addition, temporal variations originating from fluctuations in primary cosmic rays or in the geomagnetic field due to solar wind typically manifest on significantly shorter (e.g., seconds to hours) or longer (e.g., an  $\sim 11$ -year solar cycle) time scales.

### 5.2. Muon rate changes due to groundwater variations

The temporal variations shown in Figure 5 reveal a fundamental difference between the LD and HD regions. This suggests a distinct cause affecting the muon rate in each region, as opposed to a global effect such as the formerly mentioned, or a malfunctioning of the muon detector. The differences in the muon rate behavior could be related to the particular geological formations present in each region, and the difference in inflow rates and groundwater storage associated to these formations. According to Marschall *et al.* [2004], the LD region has inflow rates higher than 1 l/s, and in the HD region the inflow rates are in the range between 12 l/s and 200 l/s, which represents a difference up to two orders of magnitude. A lower inflow rate can result in groundwater accumulating and discharging over longer time periods, within the LD region, rendering the density changes due to groundwater variations visible through muon observations. This stands in contrast to the HD region, where the higher inflow rates would allow the infiltrated water to flow rapidly without generating a density contrast for a significant amount of time. However, it should be noted that the inflow rate measurements were done locally within the Mont Terri URL. In karstic formations, inflow rates can exhibit large spatial variability due to their inherent heterogeneity [Goldscheider and Drew, 2007]. Therefore, the difference in muon rate variations may not be solely attributed to the difference in groundwater variations in the two regions, but could also be influenced by local-scale karstic heterogeneity.

Unfortunately, there are no instrumented boreholes in the region to compare the muon rate changes in the LD zone with water table variations. This is why we resorted to 3 parameters of hydrological interest depicted in Figure 6: precipitation, stream flow of a nearby river (cf. Figure 1 for locations), and a model-based estimation of soil water content in the near subsurface (cf. Methodology). The latter is the parameter of most interest because it provides a volumetric mass change, which is what directly affects the muons traversing the rock. Its drawback is that it only contemplates the first 289 cm of soil, and it is a regional estimate from satellite observations. It is important to note

that soil hydraulic properties can exhibit significant variability at local scales, ranging from meters to hundreds of meters [Vereecken *et al.*, 2016]. Therefore, satellite-derived models should be interpreted with caution, particularly when comparing them to measurements conducted at the spatial resolution of muography analysis. Nonetheless, we found that this estimate correlates well with the local Doubs stream flow variations, and therefore we use it as a proxy for the groundwater variations. We present it as a time series of relative changes ( $\Delta v/v$ ) in the same way as the muon rate variations, and of absolute values to compare to the absolute opacity estimates (Figure 6b).

In Figures 6a and 6b, we observe similar variation patterns between the muon rate and inferred opacity, and the groundwater variations. Despite not being coincident throughout the whole acquisition period, the anticorrelation between these curves is clearer in the first uninterrupted period of muon acquisition, and presents the same trend during the second one. Three distinct peaks in volumetric soil water content (November 2016, March 2017 and January 2018) correspond to muon rate minima, which appear with a slight time shift. This behaviour is consistent with our expectations from muon observations, where an increase in groundwater content augments the opacity along muon trajectories, conversely resulting in a reduction in the associated muon rate. The relative soil water decrease around November 2017, however, does not have a corresponding muon increase. This discrepancy may be due to local-scale karstic heterogeneity, where variations in groundwater storage or preferential flow paths at smaller scales could affect the muon rate response, regardless of the overall soil water content trends. Besides the correlation trends that follow the expected behaviour, the absolute opacity estimates shown in Figure 6b allow us to estimate the groundwater storage changes directly from the muon measurements. As stated in the Results section, although the trends are similar, the amplitude of these variations are very different from the groundwater storage changes assessed by the satellite observations.

To understand this discrepancy, we consider a simple theoretical model to compute the impact of a groundwater content change in the muon measurements, along the different axes of observation (Figure 7). We consider a layer of water-saturated

rock of height  $\Delta z$  (m), located at a depth  $d$  (m) following the topography. The saturated layer height is given by  $\Delta z = w/p$ , where  $w$  (m) and  $p$  correspond to the amount of infiltrated water, and the layer porosity, respectively. We then compute  $\Delta L$  (m); the length of the muon trajectory  $L$  that lies inside the considered layer.  $\Delta L$  thus corresponds to the distance traveled by muons, in a certain axis of observation, inside the water-saturated layer. Figure 7 illustrates the model with an example, where an axis of observation intersects a water-saturated layer of height  $\Delta z = 2$  m in two segments, resulting in muons traversing a total distance of  $\Delta L = \Delta L_1 + \Delta L_2 \approx 30$  m within the water-saturated layer, where  $\Delta L_1$  and  $\Delta L_2$  represent the distance travelled by muons in each segment. We define the Amplification Factor  $\mathcal{A}$  ( $\text{mwe}\cdot\text{m}^{-1}$ ) as the ratio between the opacity change, due to groundwater change along the axis of observation, to the actual amount of infiltrated water, which is the same for every viewpoint:  $\mathcal{A} = \Delta\rho/w$ .  $\Delta\rho$  is given by  $\Delta\rho = p \times \Delta L \times \rho_{\text{water}}$ , where  $\rho_{\text{water}} = 1 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$  is the density of water.

In Figure 8 we present the computed Amplification Factor  $\mathcal{A} = \mathcal{A}(w, d, p)$  in each axis of observation for  $w = 0.3$  m,  $d = 10$  m and  $p = 0.3$ . These values were arbitrarily chosen in order to obtain an initial approximation of the amplification effect. To better account for the topography of the site, we synthetically increased the number of axes of observation from  $31 \times 31$  to  $61 \times 61$  to have a more precise mapping, but the surface of investigation remains the same as in our real muon experiment. We find that while  $\mathcal{A} \sim 1 \text{ mwe}\cdot\text{m}^{-1}$  in the HD region, indicating a negligible amplification effect,  $\mathcal{A} > 1 \text{ mwe}\cdot\text{m}^{-1}$  in the LD region, that is, in the region where significant muon rate variations are observed (Figure 8). We assess the influence of each parameter on the computation of  $\mathcal{A}$  by modifying the values of porosity ( $N_p = 4$  linearly spaced values from 0.2 to 0.5), infiltrated water ( $N_w = 10$  linearly spaced values from 0.1 m to 3 m), and the layer depth ( $N_d = 33$  linearly spaced values from 6 m to 102 m). From these  $N_p \times N_w \times N_d = 1320$  computations, we determine that  $\mathcal{A}$  primarily depends on the depth at which water starts to accumulate,  $d$ . This is shown in Figure 9a, where we present the mean value of  $\mathcal{A}$ ,  $\langle \mathcal{A} \rangle$ , of the study region by considering all the axes of observation for each parameter combination. Figure 9b shows the corresponding standard deviation of  $\mathcal{A}$ ,  $\sigma_{\mathcal{A}}$ .

Based on this result, we compute the mean Amplification Factor as a function of  $d$ ,  $\overline{\mathcal{A}} = \overline{\mathcal{A}}(d)$ , for the LD region, the HD region, and the combined HD and LD regions.  $\overline{\mathcal{A}}$  is computed as the weighted mean value of  $\langle \mathcal{A} \rangle$  for each region separately, when modifying the amount of infiltrated water and the porosity of the rock as described. The weighted mean is computed using inverse-variance weights and is defined by:

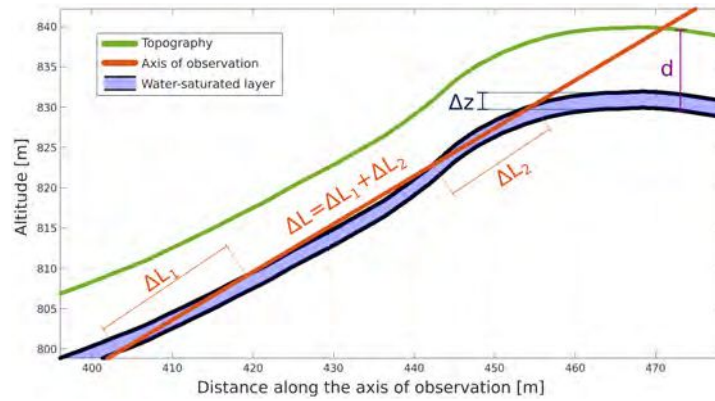
$$\overline{\mathcal{A}}(d) = \frac{\sum_{i=1}^{N_w} \sum_{j=1}^{N_p} \frac{\langle \mathcal{A} \rangle(w_i, p_j, d)}{\sigma_{\mathcal{A}}(w_i, p_j, d)}}{\sum_{i=1}^{N_w} \sum_{j=1}^{N_p} \frac{1}{\sigma_{\mathcal{A}}(w_i, p_j, d)}}. \quad (5)$$

The corresponding standard error is given by:

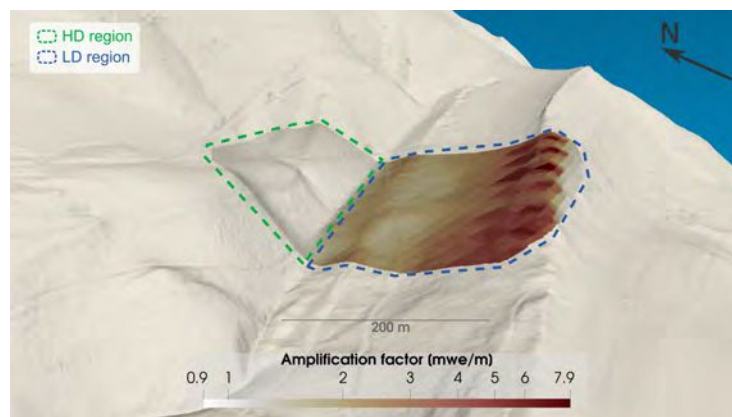
$$\sigma_{\overline{\mathcal{A}}}(d) = \sqrt{\frac{1}{\sum_{i=1}^{N_w} \sum_{j=1}^{N_p} \frac{1}{\sigma_{\mathcal{A}}(w_i, p_j, d)}}}. \quad (6)$$

The results are shown in Figure 10. We confirm that the amplification effect is large in the LD region, with average values larger than twice the amount of water infiltrated when the layer is above 40 m depth. In the HD region, there is a negligible effect of the geometry, since the axis of observation are almost perpendicular to the saturated layer. Last, when considering the LD and HD regions together, there is a mild average amplification, as expected from the relative contribution of the LD region.

Our geometrical considerations thus suggest that the sensitivity or not to groundwater variations seem to depend largely on the geometry of acquisition of the muon experiment. This is an exciting result for the future applications of muography in hydrology, since it means that the sensitivity could be increased by considering a good setup, where ideally the detectors axes of observation should be oriented almost parallel to the varying groundwater table. In our case, this model allows to explain why we only observe muon rate changes in the LD region. The model also suggests that the amplitude discrepancies between the satellite and muon estimates of groundwater variation may arise from the geometrical amplification factor. However, we note that the misfit between the soil water content variations and the absolute observed opacity values is not fully explained by the amplification factor alone. Several other factors likely contribute to this discrepancy. One is the uncertainty in the absolute observed opacity (Figure 6b). Another is that the amplification factor only accounts for the



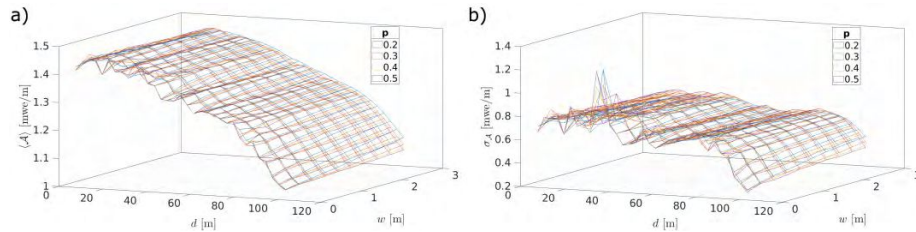
**Figure 7.** Illustration of the water-saturated layer model used to calculate the impact of groundwater variations in muon measurements. A single axis of observation of the muon detector is represented as an orange straight line, the topography is represented as a green curve, and the water-saturated layer of height  $\Delta z$  at a depth  $d$  is represented as a blue surface.  $\Delta L = \Delta L_1 + \Delta L_2$  corresponds to the distance traveled by muons in the water-saturated layer.



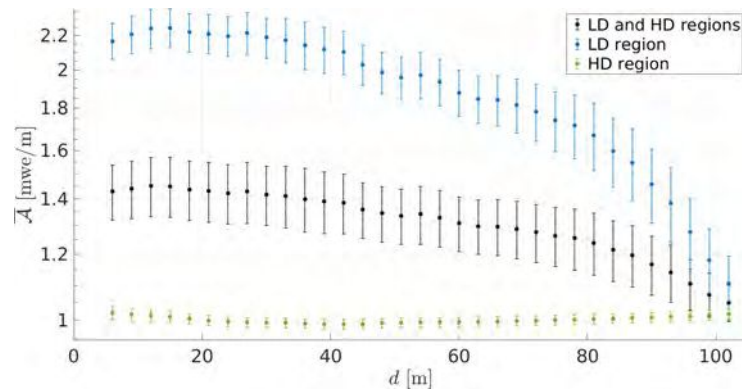
**Figure 8.** Amplification factor expressing the ratio of opacity change in each axis of observation to an increase in groundwater storage of 0.3 m (cf. Figure 7). The amplification factor values are plotted over the topography. The green and blue dashed lines indicate the HD and LD regions, respectively. A nearest-neighbour interpolation is used to account for the angular resolution of the axes of observation.

effect of a water-saturated layer parallel to the surface, while water content variations may also occur in more complex geometries. Moreover, local-scale

features, such as preferential flow paths and karst heterogeneity, may influence water distribution in ways not captured by regional-scale satellite data.



**Figure 9.** (a) Mean value of  $\mathcal{A}$ ,  $\langle \mathcal{A} \rangle$ , for the combined HD and LD regions in function of depth of the water-saturated layer  $d$  and the infiltrated water  $w$ , and for different porosity values  $p$ . (b) Standard deviation of  $\mathcal{A}$ ,  $\sigma_{\mathcal{A}}$ , for the combined HD and LD regions in function of  $d$  and  $w$ , and for different porosity values  $p$ .



**Figure 10.** Mean Amplification Factor  $\overline{\mathcal{A}}$  for the LD region (blue), the HD region (green) and the combined HD and LD regions (black) as a function of the depth of the water table. Each data point is calculated considering all the axes of observation belonging to the considered region. The error bars represent the standard error of the weighted mean using variance-defined weights, and account for the dispersion due to different porosities and water infiltrations.

## 6. Conclusions

We used, for the first time, a continuous acquisition of Muography data to estimate groundwater storage variations in the subsurface. After correcting for the only significant external effect on the variation of the incoming muon flux, the temperature changes in the middle atmosphere, we found two distinct regions (LD and HD) where the muon rate evolution over time is different: in the LD region we observe muon rate changes that are correlated to estimates of volumetric soil water content from satellite measurements, whereas the HD region does not

present significant variations over the period of measurements. We attribute this difference to (1) the difference in the geometry in which the muon trajectory intersects the saturation-varying layer, illustrated by the Amplification Factor in the Discussion section, and (2) to a less extent, the LD region's lower inflow rates potentially facilitating more observable groundwater phenomena.

The sensitivity analyses on the Amplification Factor reveal the large impact of the geometry given by the trajectories of detected muons and the topography. We thus point to the possibility of enhancing the sensitivity of the method in groundwater

storage estimations by adequately setting the experiment geometry. From the study of the Mont Terri URL, we find that the amplification factor primarily depends on the depth of water accumulation, rather than the rock porosity or the amount of infiltrated water. This underscores the added value of muography in hydrogeophysics, potentially shedding light not only on the groundwater storage variations, but also on assessing the depth of the water table.

#### Declaration of interests

The authors do not work for, advise, own shares in, or receive funds from any organization that could benefit from this article, and have declared no affiliations other than their research organizations.

#### Funding

This study of the MD experiment of the Mont Terri project (<https://www.mont-terri.ch>) is funded by Swisstopo.

#### Acknowledgments

We extend our gratitude to Thierry Theurillat and Senecio Schefer for their technical and logistical assistance at Mont Terri URL, and to Pauline Baland for providing the geological map, as well as David Jaeggi and Vincent Regard for providing the rainfall dataset. The ECMWF data is available from <https://www.ecmwf.int/>. The Doubs river stream flow is available from <https://www.hydrodaten.admin.ch/>. Muon data used for all calculations are displayed in figures and are available in the supplementary material. This study uses perceptually uniform color maps to avoid visual distortion of the data and exclusion of readers with colour-vision deficiencies [Cramer *et al.*, 2020].

#### Supplementary data

Supporting information for this article is available on the journal's website under <https://doi.org/10.5802/crgeos.277> or from the author.

#### References

- Alley, W. M., Healy, R. W., LaBaugh, J. W., and Reilly, T. E. (2002). Flow and storage in groundwater systems. *Science*, 296(5575), 1985–1990.
- Bajjou, R., Rosas-Carbajal, M., Tonazzo, A., and Marteau, J. (2023). High-resolution structural imaging of volcanoes using improved muon tracking. *Geophys. J. Int.*, 235(2), 1138–1149.
- Barrett, P. H., Bollinger, L. M., Cocconi, G., Eisenberg, Y., and Greisen, K. (1952). Interpretation of cosmic-ray measurements far underground. *Rev. Mod. Phys.*, 24(3), 133–178.
- Beni, T., Borselli, D., Bonechi, L., *et al.* (2023). Transmission-based muography for ore bodies prospecting: A case study from a Skarn Complex in Italy. *Nat. Resour. Res.*, 32(4), 1529–1547.
- Bevington, P. R. and Robinson, D. K. (2003). *Data Reduction and Error Analysis*. McGraw Hill, New York.
- Blazevic, L. A., Bodet, L., Pasquet, S., Linde, N., Jougnot, D., and Longuevergne, L. (2020). Time-lapse seismic and electrical monitoring of the vadose zone during a controlled infiltration experiment at the ploemur hydrological observatory, France. *Water*, 12(5), article no. 1230.
- Bonechi, L., D'Alessandro, R., and Giammanco, A. (2020). Atmospheric muons as an imaging tool. *Rev. Phys.*, 5, article no. 100038.
- Bonomi, G., Checchia, P., D'Errico, M., Pagano, D., and Saracino, G. (2020). Applications of cosmic-ray muons. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 112, article no. 103768.
- Borselli, D., Beni, T., Bonechi, L., *et al.* (2022). Three-dimensional muon imaging of cavities inside the temperino mine (Italy). *Sci. Rep.*, 12(1), article no. 22329.
- Bossart, P., Bernier, F., Birkholzer, J., *et al.* (2018). Mont Terri rock laboratory, 20 years of research: introduction, site characteristics and overview of experiments. In *Mont Terri Rock Laboratory, 20 Years*, pages 3–22. Springer, Switzerland.
- Castellazzi, P., Martel, R., Galloway, D. L., Longuevergne, L., and Rivera, A. (2016). Assessing groundwater depletion and dynamics using grace and insar: Potential and limitations. *Groundwater*, 54(6), 768–780.
- Cimmino, L., Baccani, G., Noli, P., *et al.* (2019). 3D muography for the search of hidden cavities. *Sci.*

- Rep.*, 9(1), article no. 2974.
- Cohu, A., Chevalier, A., Nechyporuk, O., Franzen, A., Sauerwald, J., Ianigro, J.-C., and Marteau, J. (2023). First 3D reconstruction of a blast furnace using muography. *J. Instrument.*, 18(07), article no. P07004.
- Cohu, A., Tramontini, M., Chevalier, A., Ianigro, J.-C., and Marteau, J. (2022). Atmospheric and geodesic controls of muon rates: A numerical study for muography applications. *Instruments*, 6(3), article no. 24.
- Cramer, F., Shephard, G. E., and Heron, P. J. (2020). The misuse of colour in science communication. *Nat. Commun.*, 11(1), article no. 5444.
- Crossley, D., Hinderer, J., and Riccardi, U. (2013). The measurement of surface gravity. *Rep. Prog. Phys.*, 76(4), article no. 046101.
- Evans, J. G., Ward, H. C., Blake, J. R., et al. (2016). Soil water content in southern england derived from a cosmic-ray soil moisture observing system – cosmos-uk. *Hydrol. Process.*, 30(26), 4987–4999.
- Gaillardet, J., Braud, I., Hankard, F., et al. (2018). Ozcar: The French network of critical zone observatories. *Vadose Zone J.*, 17(1), 1–24.
- Gaisser, T. K., Engel, R., and Resconi, E. (2016). *Cosmic Rays and Particle Physics*. Cambridge University Press, UK.
- Gleeson, T., Moosdorf, N., Hartmann, J., and van Beek, L. V. (2014). A glimpse beneath Earth's surface: Global hydrogeology maps (glhymps) of permeability and porosity. *Geophys. Res. Lett.*, 41(11), 3891–3898.
- Goldscheider, N. and Drew, D. (2007). *Methods in Karst Hydrogeology: IAH: International Contributions to Hydrogeology*, volume 26. CRC Press, Boca Raton.
- Grashorn, E., De Jong, J., Goodman, M., Habig, A., Marshak, M., Mufson, S., Osprey, S., and Schreiner, P. (2010). The atmospheric charged kaon/pion ratio using seasonal variation methods. *Astropart. Phys.*, 33(3), 140–145.
- Grobbe, N., Mordret, A., Barde-Cabusson, S., et al. (2021). A multi-hydrogeophysical study of a watershed at kaiwi coast (Oahu, Hawaii), using seismic ambient noise surface wave tomography and self-potential data. *Water Resour. Res.*, 57(4), article no. e2020WR029057.
- Groom, D. E., Mikhov, N. V., and Striganov, S. I. (2001). Muon stopping power and range tables 10 mev–100 tev. *At. Data Nucl. Data Tables*, 78(2), 183–356.
- Hamming, R. (1998). *Digital Filters*. Dover Publications, New York.
- Heck, D., Knapp, J., Capdevielle, J., et al. (1998). CORSIKA: A Monte Carlo code to simulate extensive air showers. *Report FZKA*, 6019(11), article no. FZKA-6019.
- Hermans, T., Goderniaux, P., Jougnot, D., et al. (2023). Advancing measurements and representations of subsurface heterogeneity and dynamic processes: towards 4D hydrogeology. *Hydrol. Earth Syst. Sci.*, 27(1), 255–287.
- Hersbach, H., Bell, B., Berrisford, P., et al. (2020). The ERA5 global reanalysis. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 146(730), 1999–2049.
- Hörandel, J. R. (2003). On the knee in the energy spectrum of cosmic rays. *Astroparticle Phys.*, 19(2), 193–220.
- Jourde, K., Gibert, D., Marteau, J., de Bremond d'Ars, J., Gardien, S., Gierd, C., and Ianigro, J.-C. (2016a). Monitoring temporal opacity fluctuations of large structures with muon radiography: a calibration experiment using a water tower. *Sci. Rep.*, 6, article no. 23054.
- Jourde, K., Gibert, D., Marteau, J., de Bremond d'Ars, J., and Komorowski, J.-C. (2016b). Muon dynamic radiography of density changes induced by hydrothermal activity at the La Soufrière of Guadeloupe volcano. *Sci. Rep.*, 6, article no. 33406.
- Köhli, M., Schrön, M., Zreda, M., Schmidt, U., Dietrich, P., and Zacharias, S. (2015). Footprint characteristics revised for field-scale soil moisture monitoring with cosmic-ray neutrons. *Water Resour. Res.*, 51(7), 5772–5790.
- Le Gonidec, Y., Rosas-Carbajal, M., Bremond d'Ars, J. D., Carlus, B., Ianigro, J.-C., Kergosien, B., Marteau, J., and Gibert, D. (2019). Abrupt changes of hydrothermal activity in a lava dome detected by combined seismic and muon monitoring. *Sci. Rep.*, 9(1), article no. 3079.
- Leblanc, M. J., Tregoning, P., Ramillien, G., Tweed, S. O., and Fakes, A. (2009). Basin-scale, integrated observations of the early 21st century multiyear drought in southeast Australia. *Water Resour. Res.*, 45(4), article no. W04408.
- Leo, W. R. (1994). *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-to Approach*. Springer Science & Business Media, Germany.

- Lesparre, N., Cabrera, J., and Marteau, J. (2016). 3-D density imaging with muon flux measurements from underground galleries. *Geophys. J. Int.*, 208(3), 1579–1591.
- Lesparre, N., Gibert, D., Marteau, J., Déclais, Y., Carbone, D., and Galichet, E. (2010). Geophysical muon imaging: feasibility and limits. *Geophys. J. Int.*, 183(3), 1348–1361.
- Longuevergne, L., Scanlon, B. R., and Wilson, C. R. (2010). Grace hydrological estimates for small basins: Evaluating processing approaches on the high plains aquifer, USA. *Water Resour. Res.*, 46(11), article no. W11517.
- Marschall, P., Croisé, J., Schlickerieder, L., Boisson, J. Y., Vogel, P., and Yamamoto, S. (2004). Synthesis of hydrogeological investigations at the Mont Terri site (phases 1 to 5). In Heitzmann, P., editor, *Mont Terri Project – Hydrogeological Synthesis, Osmotic Flow*. Office fédéral des eaux et de la géologie OFEG, Switzerland.
- Marteau, J., de Bremond d’Ars, J., Gibert, D., Jourde, K., Gardien, S., Girerd, C., and Ianigro, J.-C. (2014). Implementation of sub-nanosecond time-to-digital convertor in field-programmable gate array: applications to time-of-flight analysis in muon radiography. *Meas. Sci. Technol.*, 25(3), article no. 035101.
- Marteau, J., de Bremond d’Ars, J., Gibert, D., Jourde, K., Ianigro, J.-C., and Carlus, B. (2017). DIAPHANE: Muon tomography applied to volcanoes, civil engineering, archaeology. *J. Instrument.*, 12(02), article no. C02008.
- Marteau, J., Gibert, D., Lesparre, N., Nicollin, E., Noli, P., and Giacoppo, F. (2012). Muons tomography applied to geosciences and volcanology. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. Sec. A*, 695, 23–28.
- McGarr, J. T., Wallace, C. D., Ntarlagiannis, D., Sturmer, D. M., and Soltanian, M. R. (2021). Geophysical mapping of hyporheic processes controlled by sedimentary architecture within compound bar deposits. *Hydrol. Process.*, 35(9), article no. e14358.
- Morishima, K., Kuno, M., Nishio, A., et al. (2017). Discovery of a big void in khufu’s pyramid by observation of cosmic-ray muons. *Nature*, 552(7685), 386–390.
- Muñoz-Sabater, J., Dutra, E., Agustí-Panareda, A., et al. (2021). ERA5-Land: a state-of-the-art global reanalysis dataset for land applications. *Earth Syst. Sci. Data*, 13(9), 4349–4383.
- Nishiyama, R., Ariga, A., Ariga, T., et al. (2019). Bedrock sculpting under an active alpine glacier revealed from cosmic-ray muon radiography. *Sci. Rep.*, 9(1), article no. 6970.
- Nussbaum, C., Kloppenburg, A., Caër, T., and Bossart, P. (2017). Tectonic evolution around the Mont Terri rock laboratory, northwestern Swiss Jura: constraints from kinematic forward modelling. *Swiss J. Geosci.*, 110(1), 39–66.
- Oláh, L., Gallo, G., Hamar, G., et al. (2023). Muon imaging of volcanic conduit explains link between eruption frequency and ground deformation. *Geophys. Res. Lett.*, 50(2), article no. e2022GL101170.
- Oláh, L., Tanaka, H. K., and Hamar, G. (2021). Muographic monitoring of hydrogeomorphic changes induced by post-eruptive lahars and erosion of Sakurajima volcano. *Sci. Rep.*, 11(1), article no. 17729.
- Osprey, S., Barnett, J., Smith, J., et al. (2009). Sudden stratospheric warmings seen in MINOS deep underground muon data. *Geophys. Res. Lett.*, 36(5), article no. L05809.
- Rosas-Carbajal, M., Jourde, K., Marteau, J., Deroussi, S., Komorowski, J.-C., and Gibert, D. (2017). Three-dimensional density structure of La Soufrière de Guadeloupe lava dome from simultaneous muon radiographies and gravity data. *Geophys. Res. Lett.*, 44(13), 6743–6751.
- Sagisaka, S. (1986). Atmospheric effects on cosmic-ray muon intensities at deep underground depths. *Il Nuovo Cimento C*, 9, 809–828.
- Schmidt, L. and Rempe, D. (2020). Quantifying dynamic water storage in unsaturated bedrock with borehole nuclear magnetic resonance. *Geophys. Res. Lett.*, 47(22), article no. e2020GL089600.
- Schmidt, R., Flechtner, F., Meyer, U., Neumayer, K.-H., Dahle, C., König, R., and Kusche, J. (2008). Hydrological signals observed by the GRACE satellites. *Surv. Geophys.*, 29(4), 319–334.
- Spurio, M. (2014). *Particles and Astrophysics*. Springer, Switzerland.
- Syed, T. H., Famiglietti, J. S., Rodell, M., Chen, J., and Wilson, C. R. (2008). Analysis of terrestrial water storage changes from grace and gldas. *Water Resour. Res.*, 44(2), article no. W02433.
- Taketa, A., Nishiyama, R., Yamamoto, K., and Iguchi, M. (2022). Radiography using cosmic-ray electro-



- magnetic showers and its application in hydrology. *Sci. Rep.*, 12(1), article no. 20395.
- Tramontini, M., Rosas-Carbajal, M., Nussbaum, C., Gibert, D., and Marteau, J. (2019). Middle-atmosphere dynamics observed with a portable muon detector. *Earth Space Sci.*, 6(10), 1865–1876.
- Vereecken, H., Schnepf, A., Hopmans, J., et al. (2016). Modeling soil processes: Review, key challenges, and new perspectives. *Vadose Zone J.*, 15(5), 1–57.
- Workman, R. L., Burkert, V. D., Crede, V., et al. (2022). Review of particle physics (particle data group). *Prog. Theor. Exp. Phys.*, 2022(8), article no. 083C01.